

工學碩士 學位論文

고립파(지진해일) 작용하의 파랑 및 흐름특성과 파랑제어

**Characteristics of Wave and Flow Motion under the Solitary Wave
(Tsunami) Action, and Wave Control**

指導教授 金 度 三

2008 년 2 월

韓國海洋大學校 海事産業大學院

土木環境工學科

李 相 憲

本 論文을 이상덕의 工學碩士 學位論文으로 認准함.

委員長 工學博士 000 (印)

委 員 工學博士 000 (印)

委 員 工學博士 000 (印)

2008年 2月

韓國海洋大學校 海事産業大學院

土木環境工學科

이 상 덕

目 次

ABSTRACT	i
요 약	iii
목 차	v
1. 서론	1
1.1 본 연구의 배경과 목적	1
1.2 본 연구의 구성	3
2. 고립파의 변형특성을 해석하기 위한 수치파동수로	4
2.1 수치해석이론	4
2.1.1 지배방정식	5
2.1.2 격자설정과 셀내에서 변수위치의 결정	7
2.1.3 지배방정식의 이산화	8
2.1.4 Sola scheme	10
2.2 VOF법에 의한 자유수면의 추적	13
2.2.1 이류방정식	13
2.2.2 이류방정식에 대한 이산화	14
2.2.3 자유수면의 모델링	14
2.2.4 자유수면의 판정 및 Cell의 분류	15
2.2.5 Donor-acceptor flux	18
2.3 경계조건	19
2.3.1 자유수면에서의 경계조건	19
(1) 유속경계조건	19
(2) 압력경계조건	20
2.3.2 개경계조건	21
2.3.3 그 외의 경계조건	22
2.4 조파조건	23
2.5 안정조건	26
2.6 수치계산의 흐름	28

3. 수치해석기법의 검증	30
3.1 조파파형 검증	30
3.1.1 시간파형 및 공간파형	30
3.1.2 고립파의 유효길이 및 수량의 유효체적	30
3.2 고립파 · 수중방파제의 상호간섭	32
4. 고립파와 수중방파제와의 상호간섭	35
4.1 고립파와 일렬수중방파제와의 상호간섭	35
4.1.1 파랑변형	35
4.1.2 수위변동	37
4.1.3 최대수위의 공간분포	40
4.1.4 고립파의 전파시간	41
4.1.5 고립파의 반사율 · 전달율	42
4.1.6 수중방파제 주변 파동장에서의 유체입자속도장	44
4.2 고립파 · 이렬수중방파제의 상호간섭	61
4.2.1 파랑변형	61
4.2.2 수위변동	64
4.2.3 최대수위의 공간분포	73
4.2.4 고립파의 반사율 · 전달율	76
4.2.5 이렬수중방파제 주변 파동장에서의 유체입자속도장	78
5. 결 론	100
5.1 수치해석기법의 검증	100
5.2 고립파 · 일렬수중방파제의 상호간섭	101
5.3 고립파 · 이렬수중방파제의 상호간섭	101
<참고문헌>	104

고립파(지진해일) 작용하의 파랑 및 흐름특성과 파랑제어

李 相 憲

韓國海洋大學校 海事産業大學院
土木環境工學科

요 약

본 연구는 일렬수중방파제보다 적은 소요재료량으로 구성된 보다 경제적인 이열수중방파제를 이용하여 고립파(지진해일)의 파랑제어기능을 검토한다. 먼저, 고립파와 투과성의 수중방파제간의 상호간섭을 검토하기 위하여 Navier-Stokes 방정식에 기초한 수치모델이 제안되었다. 그리고, 계산영역내에서는 입사파로 주어지는 고립파를 조파하기 위한 수치조파기가 설치되었다. 본 수치모델의 타당성을 검토하기 위하여 일정수심역을 진행하는 고립파를 대상으로 본 연구의 계산결과를 이론치와 비교하였으며, 본 연구의 결과는 이론치를 잘 재현하고 있는 것을 알 수 있었다. 그리고, 수중방파제에 의한 고립파의 파랑변형에 대한 기존의 연구결과와 본 연구의 계산결과를 검토함으로써 본 연구의 타당성이 확인되었다. 이를 바탕으로 본 연구에서는 고립파와 수중방파제간의 상호간섭을 수중방파제의 천단폭 b , 높이 h_0 및 배치간격 l 의 변화를 파라미터로 하여 살펴 보았다. 수중방파제 주변의 흐름장은 유체입자의 속도벡터와 와동현상으로부터 검토되었으며, 더불어 수중방파제에 의한 고립파의 파랑계수가 산정되었다. 특히, 수중방파제 상을 진행하는 고립파는 파의 분열현상을 동반하여 수면형이 연속적으로 변하기 때문에 파고의 비로 파랑계수를 검토하는 것을 다소 무리가 있으므로, 본 연구에서는 파랑

에너지로부터 고립파의 파랑계수를 산정하였다. 해석결과를 살펴보면 이열수중방파제의 경우 수중방파제의 배치간격이 $L/L_{eff} > 0.4$ (여기서, L_{eff} 는 고립파의 유효거리)의 범위내에서는 수중방파제의 높이 h_o/h 가 0.925로 됨에 따라 수중방파제에 의한 파고감쇠는 입사파랑에 대해 40%까지 감소하는 것을 알 수 있었고, 일렬수중방파제에 비해 반사율이 약 47% 정도로 증가하며, 전달율은 약 18%로 감소하였다. 전반적으로 입사파랑에너지의 소산은 방파제에 의한 와동현상과 유체저항길이에 지배되며, 지진해일과 같은 고립파에 대해 적은 재료량으로 구성된 본 연구의 이열수중방파제는 일렬수중방파제보다 매우 효과적으로 파랑제어를 도모할 수 있으므로 그의 유용성이 확인된다.

1. 서론

1.1 연구의 배경과 목적

세계적으로 지진발생의 빈도가 급증하고 여러 나라에서 지진에 의한 피해가 다수 보고되고 있다. 이 중에서 1883년 8월 28일 인도네시아 Sunda해협에서 Krakatoa섬의 화산 폭발로 인한 지진해일이 발생하여 36,000명이 사망하였고, 1946년 4월 1일 알류산열도에서 발생한 지진해일은 높이가 30m에 달하였으며, 이로 인하여 하와이에도 많은 피해를 입었다. 1960년 5월 22일 칠레에서 발생한 지진해일은 Valowa, Mehuin 및 Isla Mocha지방에 많은 피해를 입혔으며, 태평양을 전파하여 일본을 비롯한 태평양의 연안국가에도 피해를 입혔다. 1964년 3월 27일 Prince William Sound에서 지진해일이 발생하여 알래스카, 캐나다, 미국의 서해안 및 하와이에 많은 인명 및 재산피해를 발생시켰으며, 2004년 12월 26일에 발생한 인도양 지진해일은 약 38만 여명의 인명피해를 초래한 역사상 최악의 지진해일로 알려져 있다. 우리나라의 경우도 드물게 지진해일에 의해 피해를 입었으며, 최근 지진해일로 인한 대표적인 피해는 일본에서 발생한 지진으로 입은 1983년과 1993년의 피해이다. 1983년에는 일본의 아끼다현 중부지진(리히터 규모 7.7) 때문에 입은 것으로, 일본은 물론 러시아에도 영향을 주었다. 이 때의 최대파고는 일본 아키타현 북측에서 14.93m를 기록하였으며, 우리나라 동해안에서도 목호 3.9m 이상, 속초 1.56m, 울릉도 1.25m, 포항 0.62m이었다. 동해안에서 최대의 피해지는 임원항으로 최대 4m 이상이었던 것으로 조사되었다.(최병호 등, 1993) 그리고, 1993년에 입은 피해는 일본 북해도 남서부 지진(리히터규모 7.8)에 의한 것으로, 우리나라에서는 인명피해는 없었고 어선 33척만이 피해를 입었다. 피해가 적었던 것은 많은 어선이 야간 오징어잡이를 위해 먼 바다로 나갔기 때문이다. 이 때 동해안에서 관측된 파고는 죽변항 위쪽에 위치한 부구에서 2.56m로 가장 높았고 임원항에서 2.39m, 남해항에서 2.26m이었다.

이상과 같은 지진해일의 발생과 피해상황으로부터 단층활동이 활발한 것을 알 수 있다. 따라서, 이로 인한 지진해일의 발생빈도도 증가할 것으로 예측되므로 지진해일의 특성을 정도 높게 평가할 수 있는 수치모델의 개발이 시급한 실정이며, 더불어 지진해일로부터 피해를 최소화할 수 있는 방재대책의 수립이 절실히 요구된다.

일반적으로 지진해일의 내습에 따른 방재대책은 지진경보의 발령시에 미리 작성된 위험도에 따라 대피하는 soft적인 방법과 *Pho. 1*에 보는 바와 같이 쓰나미방파제를 설치함으로써 지진해일에 직접적으로 대응하는 hard적인 방법으로 구분될 수 있다. 특히, 쓰나미방파제를 설치하여 지진해일에 대응할 경우에는 해역의 환경보존의 문제점과 소요재료량의 증가에 따른 막대한 시공비가 요구된다. 따라서, 지진해일에 대한 파랑제어의 기능 뿐만 아니라 해역의 환경보존 등의 기능까지도 수행할 수 있는 새로운 형식의 방파제의 개발이 필요하다.

본 연구에서는 주변해역의 자연경관을 그대로 살릴 수 있을 뿐만 아니라, 유수역을 통한 해수교환이 우수하고, 환경면에서 뛰어난 구조물로 알려져 있는 수중방파제를 대상으로 지진해일의 내습에 따른 수중방파제의 파랑제어기능을 수치적으로 검토한다.

일반적으로 지진해일을 수치적으로 검토하는 경우는 고립파(solitary wave)로 취급하며, 고립파와 수중방파제의 상호간섭에 대한 지금까지의 연구들은 일열의 수중방파제를 대상으로 수중방파제의 주변에서 파랑과 흐름특성만을 중심으로 검토하였다(Chang et al., 2001; Huang et al., 2001, 2003; Lin, 2004). 특히, 대부분의 연구가 수중방파제에 의한 충분한 파랑제어기능을 기대하기 위해서는 수중방파제의 천단폭을 광폭으로 하여야 한다는 결론을 제시하고 있으며, 고립파와 수중방파제의 상호간섭에 따른 파랑의 전달과 파랑에너지의 소산메커니즘에 대해서는 충분한 검토가 수행되지 않은 것으로 판단된다.

따라서, 본 연구는 일열수중방파제에 비해 보다 적은 소요재료량을 갖는 이열수중방파제를 상정하고, 단면특성과 배치간격에 따른 이열수중방파제와 고립파와의 상호간섭을 VOF법에 기초한 Navier-Stokes 방정식을 이용하여 수치적으로 검토하며, 이로부터 수중방파제에 의한 파랑의 전달과 파랑에너지의 소산메커니즘을 논의한다. 그리고, 지진해일과 같은 장주기파랑의 파랑제어에 본 연구의 이열수중방파제에 대한 유용성을 검토한다.



Photo. 1 Tsunami breakwater installed in an Ofunato harbor, Iwate Prefecture, Japan

1.2 본 연구의 구성

본 연구는 총 5장으로 구성되며, 각 장의 내용은 다음과 같다.

제 1장에서는 본 연구의 배경과 목적에 대해서 서술하고, 다음으로 본 연구의 구성에 대해서 간단히 기술한다.

제 2장에서는 고립파와 수중방파제간의 상호간섭에 대한 본 연구의 지배방정식, VOF법, 경계조건 및 수치파동수로내에서 입사파로 주어지는 고립파를 수치조파기를 이용하여 조파할 수 있는 조파방법을 소개하고, 수치해석을 수행함에 있어서 필요한 전반적인 사항을 기술한다.

제 3장에서는 본 연구의 조파방법으로부터 발생한 고립파를 이론치와 비교하고, 조파방법에 대한 타당성을 논의한다. 그리고, 고립파와 수중방파제와의 상호간섭으로 인한 수중방파제의 주변에서 파랑장의 변화에 대해 본 연구의 계산결과와 기존의 연구결과와의 비교·검토를 수행하고, 이로부터 본 연구의 타당성을 확인한다.

제 4장에서는 일열수중방파제에 비해 보다 적은 소요재료량을 갖는 이열수중방파제를 상정하고, 단면특성과 배치간격에 따른 이열수중방파제와 고립파와의 상호간섭을 수치적으로 검토한다. 그리고, 지진해일과 같은 장주기파랑에 대해 본 연구에서 검토하는 이열수중방파제의 파랑제어기능을 검토한다.

제 5장에서는 이상으로부터 도출된 중요한 사항을 요약하여 본 논문의 결론으로 한다.

끝으로 본 연구에서 참고하고 인용한 주요한 문헌을 수록한다.

2. 고립파의 변형특성을 해석하기 위한 수치파동수로

2.1 수치해석 이론

본 연구에서는 고립파와 같은 장주기파랑과 투과성의 수중방파제간의 상호간섭을 해석하기 위하여 Fig. 2.1(그림에서 h 는 수심, H_i 는 고립파의 진폭, Δx , Δz 는 수평 및 연직방향의 격자간격)에 나타내고 있는 바와 같이 2차원수치파동수를 고려한다. 수치파동수는 부가감쇠영역(added dissipation zone)과 해석영역(calculation zone)으로 이루어져 있으며, 부가감쇠영역은 개경계(open boundary)에서 파랑이 재반사되어 해석영역의 파동장이 교란되는 것을 방지하기 위하여 해석영역의 양단에 설치되어 있다(Hinatsu, 1992; Hur and Mizutani, 2003; 김 등, 2001). 해석영역내에는 수치적으로 파랑을 발생시키기 위한 조파소스(Brorsen and Larsen, 1987; Hur et al., 2004; 김 등, 2004)가 고려되었으며, 수중방파제가 설치되어 있다.

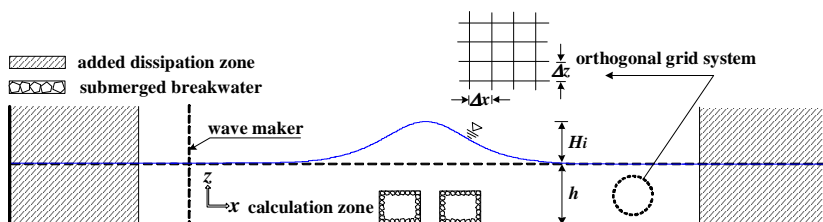


Fig. 2.1 Schematic sketch of numerical wave tank for the interaction analysis of solitary wave · structure

2.1.1 지배방정식

유체를 2차원비압축성의 점성유체로 가정하면 고립파와 같은 장주기파랑과 투과성수 중방파제간의 상호간섭을 해석하기 위한 기초방정식은 다음의 식과 같이 조파소스로 인한 Poisson방정식 (2.1)의 연속방정식과 유체의 점성을 고려하여 porous media로 확장한 Navier-Stokes의 운동방정식 (2.2), (2.3)으로 구성된다(허 등, 2005).

$$\frac{\partial \varepsilon_x u}{\partial x} + \frac{\partial \varepsilon_z w}{\partial z} = q^* \quad (2.1)$$

$$\begin{aligned} \varepsilon_v \frac{\partial u}{\partial t} + \varepsilon_x u \frac{\partial u}{\partial x} + \varepsilon_z w \frac{\partial u}{\partial z} = & -\frac{\varepsilon_v}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \varepsilon_x \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \varepsilon_z \tau_{zx}}{\partial z} \right) \\ & - M_x - D_x - F_x \end{aligned} \quad (2.2)$$

$$\begin{aligned} \varepsilon_v \frac{\partial w}{\partial t} + \varepsilon_x u \frac{\partial w}{\partial x} + \varepsilon_z w \frac{\partial w}{\partial z} = & -\frac{\varepsilon_v}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \varepsilon_x \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \varepsilon_z \tau_{zz}}{\partial z} \right) - \frac{2\nu}{3} \frac{\partial q^*}{\partial z} \\ & - \varepsilon_v g - \beta w - M_z - D_z - F_z \end{aligned} \quad (2.3)$$

$$q^* = \begin{cases} q(z, t) / \delta x_s & x = x_s \\ 0 & x \neq x_s \end{cases} \quad (2.4)$$

여기서, u , w 는 x , z 방향의 속도성분, q^* 는 조파소스의 유량밀도로, 조파소스가 위치하는 $x=x_s$ 이외의 영역에서는 0으로 주어진다. δx_s 는 $x=x_s$ 를 포함하는 x 방향의 격자폭이다. t 는 시간, g 는 중력가속도, ρ 는 유체의 밀도, p 는 압력, β 는 부가감쇠영역을 제외하고는 0으로 주어지는 파랑에너지감쇠계수, ε 는 체적공극률, $\varepsilon_x, \varepsilon_z$ 는 각각 x , z 방향에 대한 면적공극률, τ_{ij} 는 유체의 전단응력 tensor로 i 는 점성응력이 작용하는 평면을 가리키고, j 는 그 평면내에서의 방향을 나타낸다. D_x, D_z 는 층류저항, F_x, F_z 는 난류저항으로 다음 식으로 주어진다 (Shijle and Jacob, 1999; Ergun, 1952).

$$M_x = (1 - \varepsilon_v) - C_M \frac{Du}{Dt} = (1 - \varepsilon_v) C_M \left\{ \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right\} \quad (2.5)$$

$$M_z = (1 - \varepsilon_v) - C_M \frac{Dw}{Dt} = (1 - \varepsilon_v) C_M \left\{ \frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right\} \quad (2.6)$$

$$D_x = C_D \frac{\nu}{D_p^2} \frac{(1 - \varepsilon_x)^2}{\varepsilon_x^2} u \quad (2.7)$$

$$D_z = C_D \frac{\nu}{D_p^2} \frac{(1 - \varepsilon_z)^2}{\varepsilon_z^2} w \quad (2.8)$$

$$F_x = F_D \frac{(1 - \varepsilon_x)}{D_p \varepsilon_x^2} u \sqrt{(\varepsilon_x u)^2 + (\varepsilon_z w)^2} \quad (2.9)$$

$$F_z = F_D \frac{(1 - \varepsilon_z)}{D_p \varepsilon_z^2} w \sqrt{(\varepsilon_x u)^2 + (\varepsilon_z w)^2} \quad (2.10)$$

여기서, C_M 은 관성력계수, C_D 는 층류저항계수, F_D 는 난류저항계수, D_p 는 수중방파제의 평균입경이다.

식 (2.5), (2.6)의 관성력항과 식 (2.7), (2.8)의 층류저항 및 식 (2.9), (2.10)의 난류저항을 식 (2.2), (2.3)에 대입하면 다음의 운동방정식을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} \lambda_v \frac{\partial u}{\partial t} + \lambda_x u \frac{\partial u}{\partial x} + \lambda_z w \frac{\partial u}{\partial z} = & -\frac{\varepsilon_v}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \varepsilon_x \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \varepsilon_z \tau_{zx}}{\partial z} \right) - \frac{2\nu}{3} \frac{\partial q^*}{\partial x} \\ & - C_D \frac{\nu}{D_p^2} \frac{(1 - \varepsilon_x)^2}{\varepsilon_x^2} u - F_D \frac{(1 - \varepsilon_x)}{D_p \varepsilon_x^2} u \sqrt{(\varepsilon_x u)^2 + (\varepsilon_z w)^2} \end{aligned} \quad (2.11)$$

$$\begin{aligned}
\lambda_v \frac{\partial w}{\partial t} + \lambda_x u \frac{\partial w}{\partial x} + \lambda_z w \frac{\partial w}{\partial z} = & -\frac{\varepsilon_v}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \varepsilon_x \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \varepsilon_z \tau_{zz}}{\partial z} \right) - \frac{2\nu}{3} \frac{\partial q^*}{\partial z} \\
& -\varepsilon_v g - \beta w - C_D \frac{\nu}{D_p^2} \frac{(1-\varepsilon_z)^2}{\varepsilon_z^2} u - F_D \frac{(1-\varepsilon_z)}{D_p \varepsilon_z^2} w \sqrt{(\varepsilon_x u)^2 + (\varepsilon_z w)^2}
\end{aligned} \quad (2.12)$$

여기서,

$$\lambda_v = \varepsilon_v + (1-\varepsilon_v)C_M \quad (2.13)$$

$$\lambda_x = \varepsilon_x + (1-\varepsilon_x)C_M \quad (2.14)$$

$$\lambda_z = \varepsilon_z + (1-\varepsilon_z)C_M \quad (2.15)$$

식 (2.11), (2.12)에서 좌변항은 단위체적당의 구조물로부터 받는 관성력의 효과를 나타내며, 우변항은 단위체적당의 유체에 작용하는 총외력을 각각 나타낸다.

2.1.2 격자설정과 셀내에서 변수위치의 결정

본 수치해석기법은 유한차분법에 기초를 두고 있으므로 계산영역을 크기가 일정한 직사각형의 격자로 분할하고, 셀의 전체에 유체가 있는 경우를 유체셀, 셀의 전체에 기체가 있는 경우를 기체셀, 셀내에 유체와 기체가 혼합되어 있는 경우를 표면셀, 셀의 전체에 구조물이 있는 경우를 구조물셀로 각각 정의한다. 또한, 격자 주위에는 직접 계산에 이용되지는 않지만 경계처리시에 필요한 가상셀을 둔다. 격자를 설정한 후에는 각 셀에서의 유속 u , w 를 각각 셀의 경계인 오른쪽과 위쪽에 위치시키고, 압력 p , 조파소스의 유량밀도 q^* 및 VOF 함수 F 를 각각 셀의 중심에 위치하도록 하여 변수들이 엇갈리게 격자를 구성하는 Fig. 2.2와 같은 엇갈린 격자(staggered mesh)를 적용한다. 이러한 엇갈린 격자는 각각의 셀이 연속방정식을 만족시키는 검사체적(control volume)이 되고, 운동량의 교환은 각 셀의 면을 통해 이루어진다.

$$\begin{aligned}
\bar{u}_{i+1/2,k} = & u_{i+1/2,k}^n + \frac{\delta t}{(\lambda_v)_{i+1/2,k}} \left[\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \varepsilon_x \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \varepsilon_z \tau_{zx}}{\partial z} \right) \right. \\
& - \lambda_x u \frac{\partial u}{\partial x} - \lambda_z w \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{2\nu}{3} \frac{\partial q^*}{\partial x} - C_D \frac{\nu}{D_p^2} \frac{(1-\varepsilon_x)^2}{\varepsilon_x^2} u \\
& \left. - F_D \frac{(1-\varepsilon_x)}{D_p \varepsilon_x^2} u \sqrt{(\varepsilon_x u)^2 + (\varepsilon_z w)^2} \right]_{i+1/2,k}^n
\end{aligned} \tag{2.19}$$

$$\begin{aligned}
\bar{w}_{i,k+1/2} = & w_{i,k+1/2}^n + \frac{\delta t}{(\lambda_v)_{i,k+1/2}} \left[\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \varepsilon_x \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \varepsilon_z \tau_{zz}}{\partial z} \right) \right. \\
& - \lambda_x u \frac{\partial w}{\partial x} - \lambda_z w \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{2\nu}{3} \frac{\partial q^*}{\partial z} - C_D \frac{\nu}{D_p^2} \frac{(1-\varepsilon_z)^2}{\varepsilon_z^2} w \\
& \left. - \varepsilon_v g - \beta w - F_D \frac{(1-\varepsilon_z)}{D_p \varepsilon_z^2} w \sqrt{(\varepsilon_x u)^2 + (\varepsilon_z w)^2} \right]_{i,k+1/2}^n
\end{aligned} \tag{2.20}$$

식 (2.17)에서 체적공극률 $(\varepsilon_v)_{i+1/2,k}$ 는 셀 (i,k) 와 셀 $(i+1,k)$ 에서 체적공극률을 평균하였고, 동일한 방법으로 식 (2.18)에서의 체적공극률 $(\varepsilon_v)_{i,k+1/2}$ 는 셀 (i,k) 와 셀 $(i,k+1)$ 에서 체적공극률의 평균치를 사용하였다. 또한, 식 (2.17), (2.18)에서 $\delta x_{i+1/2,k}$, $\delta z_{i,k+1/2}$ 는 각각 다음으로 정의된다.

$$\delta x_{i+1/2,k} = \frac{\delta x_i + \delta x_{i+1}}{2} \tag{2.21}$$

$$\delta z_{i,k+1/2} = \frac{\delta z_k + \delta z_{k+1}}{2} \tag{2.22}$$

본 수치해석에서는 식 (2.19), (2.20)의 운동방정식에 시간항에 대해 전진차분근사를, 이류항에는 1차정도의 상류차분(upstream difference)과 2차정도의 중앙차분을 가중평균하여 혼합한 증여(donor)차분근사를, 나머지항에 중앙차분근사시키는 양해법(explicit method)을 도입하였다.

2.1.4 SOLA scheme

운동방정식 (2.11), (2.12)를 이산화한 차분근사식 (2.17), (2.18)에 의해 시간 $n\delta$ 에서 얻어지는 유속과 압력 등의 값으로부터 시간 $(n+1)\delta$ 에서 유속 $u^{n+1}_{i+1/2,k}$ 과 $w^{n+1}_{i,k+1/2}$ 을 계산할 수 있지만 운동방정식만으로 산정된 유속이 반드시 식 (2.16)의 연속방정식을 만족한다고 할 수 없다. 따라서, 다시 압력 p^{n+1} 를 적절히 조정하면서 유속 u^{n+1}, w^{n+1} 가 연속방정식을 만족하도록 반복계산을 실시할 필요가 있기 때문에, 본 연구에서는 SOLA (numerical SOLution Algorithm for transient fluid flow)기법을 이용하였다. 즉, 각 셀에서의 연속방정식을 만족하기 위해서 식 (2.23)에 나타난 발산(divergence) D_{ik} 를 계산하고, $D_{ik}=0$ 이 되도록 유속 u^{n+1}, w^{n+1} 과 압력 p^{n+1} 을 계산한다.

$$D_{i,k} = \left[\frac{(\varepsilon_x u)^{n+1}_{i+1/2,k} - (\varepsilon_x u)^{n+1}_{i-1/2,k}}{\delta x_i} + \frac{(\varepsilon_z w)^{n+1}_{i,k+1/2} - (\varepsilon_z w)^{n+1}_{i,k-1/2}}{\delta z_k} - q^{*n+1}_{i,k} \right] \quad (2.23)$$

식 (2.23)에 있어서 $D_{ik} < 0$ 의 경우는 셀내로 질량이 유입한다는 것을 의미하므로 셀에 있어서 압력 p_{ik} 를 증가시켜 유출하는 속도는 크게 하고, 유입하는 속도는 작게 하여 셀 내의 질량의 유입을 차단시켜야 하고, 역으로 $D_{ik} > 0$ 의 경우에는 압력 p_{ik} 를 감소시켜 셀 내의 유출하는 속도는 작게 하고, 유입하는 속도는 크게 하여 질량이 유입되도록 해야 한다. 즉, 각 셀에서 p_{ik} 를 적절히 조정함으로써 유·출입량이 조절되고, D_{ik} 는 연속방정식이 만족되도록 $D_{ik}=0$ 으로 수렴한다. 따라서, D_{ik} 는 압력 p_{ik} 의 함수로서 식 (2.24)와 같이 고려될 수 있다.

$$D_{i,k} = D(p_{i,k}) \quad (2.24)$$

식 (2.24)의 비선형방정식 $D(p_{ik})$ 의 해를 구하기 위하여 Fig. 2.4에 제시하는 Newton-Raphson법을 적용한다.

Fig. 2.4에서 $D(p_{ik})$ 의 그래프상 점 $[p^{n+1}_{ik}, D(p^{n+1}_{ik})]$ 에서 접선과 p_{ik} 축과의 교점의 좌표를

p_{ik}^{m+1} 이라고 하면 식 (2.25)를 얻을 수 있다.

$$\left(\frac{\partial D(p_{i,k}^m)}{\partial p_{i,k}} \right) = - \frac{D(p_{i,k}^m)}{p_{i,k}^{m+1} - p_{i,k}^m}, \quad (m=1,2,3,\dots) \quad (2.25)$$

식 (2.23)에 의해 D_{ik}^m 가 계산되었을 때에 조정되어야 하는 압력의 값은 식 (2.25)로부터 다음과 같이 표현된다.

$$\delta p_{i,k}^m = p_{i,k}^{m+1} - p_{i,k}^m = -D(p_{i,k}^m) \left(\frac{\partial D(p_{i,k}^m)}{\partial p_{i,k}} \right)^{-1} \quad (2.26)$$

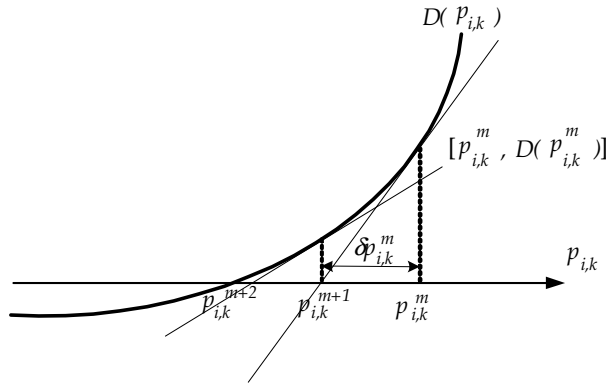


Fig. 2.4 Newton-Raphson method

여기서, 첨자 m 은 m 번째의 반복계산을 나타낸다.

운동방정식에 의해 산정된 u^{n+1} , w^{n+1} 을 식 (2.26)에 대입하여 발산 D_{ik}^m 를 구하고, 압력 p_{ik} 로 편미분한 값을 ξ 로 하면 다음과 같이 표현된다.

$$\delta p_{i,k}^m = -\omega D(p_{i,k}^m) / \xi \quad (2.27)$$

여기서,

$$\xi = \frac{\delta t}{\rho} \left\{ \frac{(\varepsilon_x)_{i+1/2,k}}{\delta x_i \delta x_{i+1/2}} + \frac{(\varepsilon_x)_{i-1/2,k}}{\delta x_i \delta x_{i-1/2}} + \frac{(\varepsilon_z)_{i,k+1/2}}{\delta z_k \delta z_{k+1/2}} + \frac{(\varepsilon_z)_{i,k-1/2}}{\delta z_k \delta z_{k-1/2}} \right\} \quad (2.28)$$

$$\delta x_i \delta x_{i+1/2} = \frac{2}{\delta_i(\delta_{i+1} + \delta_i)} \quad (2.29)$$

$$\delta x_i \delta x_{i-1/2} = \frac{2}{\delta_i(\delta_i + \delta_{i-1})} \quad (2.30)$$

$$\delta z_k \delta z_{k+1/2} = \frac{2}{\delta_z(\delta_{z+1} + \delta_z)} \quad (2.31)$$

$$\delta z_k \delta z_{k-1/2} = \frac{2}{\delta_z(\delta_z + \delta_{z-1})} \quad (2.32)$$

여기서, 식 (2.27)의 ω 는 수렴시간을 단축시키기 위한 가속계수로 일반적으로 $1 \leq \omega \leq 2$ 의 범위에서 정의되며, 본 계산에서는 $\omega=1.7$ 을 적용하였다.

식 (2.27)에 의해 δp_{ik}^m 이 계산되면 발산 $D(p_{ik}^m)=0$ 으로 하는 유속 u^{m+1} , w^{m+1} 은 다음의 식들로 산정될 수 있다.

$$p_{i,k}^{m+1} = p_{i,k}^m - \delta p_{i,k}^m \quad (2.33)$$

$$u_{i+1/2,k}^{m+1} = u_{i+1/2,k}^m + \delta t \delta p_{i,k}^m / [\rho \delta x_{i+1/2}] \quad (2.34)$$

$$u_{i-1/2,k}^{m+1} = u_{i-1/2,k}^m - \delta t \delta p_{i,k}^m / [\rho \delta x_{i-1/2}] \quad (2.35)$$

$$w_{i,k+1/2}^{m+1} = w_{i,k+1/2}^m + \delta t \delta p_{i,k}^m / [\rho \delta z_{k+1/2}] \quad (2.36)$$

$$w_{i,k-1/2}^{m+1} = w_{i,k-1/2}^m - \delta t \delta p_{i,k}^m / [\rho \delta z_{k-1/2}] \quad (2.37)$$

위의 계산은 계산영역의 모든 셀에 있어서 발산 $D(p_{ik})$ 의 수렴판정기준을 만족할 때까지 반복수행한다. 본 연구에서는 수렴판정기준을 $D_{ik} < 1.0 \times 10^{-3} (1/s)$ 으로 하여 계산을 수행하였다.

2.2 VOF법에 의한 자유수면의 추적

자유수면(free surface)은 액체와 기체의 경계면으로 정의된다. 기체의 밀도가 액체의 밀도에 비해 무시될 수 있을 정도로 작기 때문에 액체는 기체에 대해 자유롭게 움직인다.

자유수면유동을 해석하기 위해서는 자유수면의 위치와 모양을 나타낼 수 있는 방법, 시간에 따른 표면의 이동을 지배하는 방정식, 자유수면에서의 경계조건이 필요하며, 자유수면의 위치와 움직임, 그리고 유동에의 영향을 나타낼 수 있는 수치해법의 도입이 요구된다.

2.2.1 VOF함수의 이류방정식

VOF함수 F 는 각 셀에 대해 유체가 차지하고 있는 체적비율로써 계단함수와 유사한 성질을 가진 특수함수이다.

VOF함수 F 의 이류방정식은 비압축성 유체에 대한 가정으로부터 식 (2.1)을 적용하여 유체의 보존형식으로 나타내면 식 (2.38)과 같다.

$$\frac{\partial(\epsilon_v F)}{\partial t} + \frac{\partial(\epsilon_x F u)}{\partial x} + \frac{\partial(\epsilon_z F w)}{\partial z} = F q^* \quad (2.38)$$

식 (2.38)의 F 를 일정한 값을 갖는 물리량, 즉 유체의 체적율로 고려하면 식 (2.38)은

유체영역에서만 정의되는 식이 아닌 기체상태의 영역까지 포함하여 전 영역으로 적용이 가능한 식으로 된다.

2.2.2 VOF함수의 이류방정식에 대한 이산화

Fig. 2.3에 나타낸 엇갈린격자를 이용하여 식 (2.38)을 시간항에 전진차분근사를, 이류항에 대해 중앙차분근사를 적용하면 다음과 같이 이산화된다.

$$F_{i,k}^{n+1} = F_{i,k}^n + \frac{1}{(\varepsilon_v)_{i,k}} \left[\frac{1}{\delta x_i} \{ (FLFU)_{i+1/2,k}^n - (FLFU)_{i-1/2,k}^n \} + \frac{1}{\delta z_k} \{ (FLFW)_{i,k+1/2}^n - (FLFW)_{i,k-1/2}^n \} + \delta t F_{i,k}^n q_{i,k}^{n+1} \right] \quad (2.39)$$

여기서,

$$FLFU = (-\delta t \varepsilon_x u F) \quad (2.40)$$

$$FLFW = (-\delta t \varepsilon_z w F) \quad (2.41)$$

이론적으로 식 (2.39)로부터 각 셀에서의 VOF함수 F 값에 의해 유량의 수송이 수치적으로 계산된다.

2.2.3 VOF함수에 의한 자유수면의 모델링

자유수면의 시간에 따른 위치와 모양은 식 (2.38)로 표현된 VOF함수의 이류방정식으로부터 각 셀에서 VOF함수 F 의 값으로 알 수 있다. 각 셀에서 VOF함수 F 의 값으로부터 Fig. 2.4에 나타낸 바와 같이 $F=1$ 일 경우 유체셀로, $F=0$ 일 경우 기체셀로, $0 < F < 1$ 일 경우 자유수면을 갖는 표면셀로 판단하여 식 (2.39)의 차분근사에 의해 표면방향을 순차적으로 계산함으로써 자유수면의 추적이 가능하게 된다.

2.2.4 VOF함수에 의한 자유수면의 판정 및 Cell의 분류

식 (2.39)를 계산하면 Fig. 2.5와 같이 각 셀에서의 VOF함수 F 의 값을 결정할 수 있다. 이 때, 각 셀에서의 자유표면의 좌표 (x_{ik}, z_{ik}) 를 결정하기에는 VOF함수 F 값만으로는 불충분하므로 자유표면의 좌표를 결정하기 위한 특별한 방법이 필요하다.

자유수면의 형태는 표면셀에서 인접한 표면셀과의 기울기를 산정하여 기울기가 완만한 쪽을 실제의 자유표면 형상과 가까운 것으로 판정하는 기울기에 의한 방법과 표면 셀 주변의 VOF함수 F 를 산정하여 VOF함수 F 의 합이 최대인 방향, 즉 유체가 많이

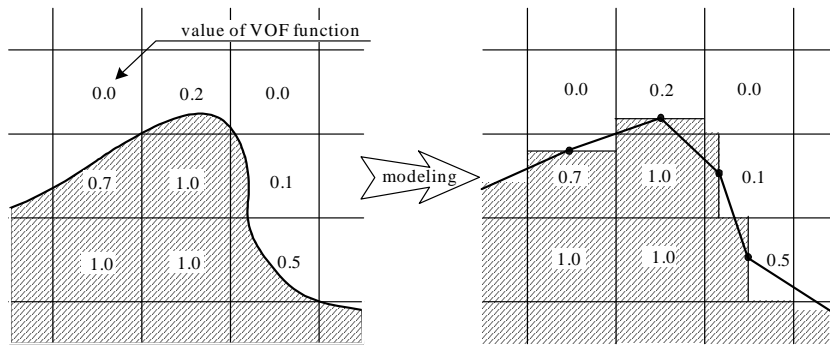


Fig. 2.4 Modeling of free surface

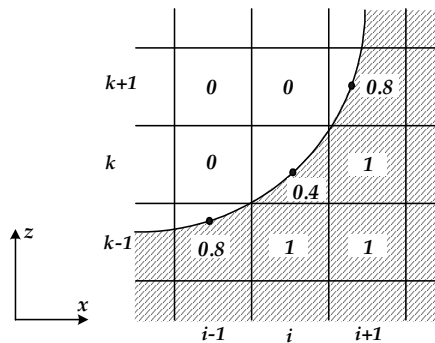


Fig. 2.5 Free surface using VOF function

분포된 방향을 실제의 자유표면의 형상과 가까운 것으로 판정하는 VOF함수 F 값에 의한 방법이 있다. 전자는 실제의 자유표면의 형상을 평활화시키는 경향이 발생하여 오차가 발생할 수 있고, 3차원으로의 확장이 곤란하다는 단점이 있다. 따라서, 본 연구에서는 후

자의 방법을 적용한다.

전술한 바와 같이 VOF함수 F 가 $0 < F < 1$ 의 범위에 있는 경우를 표면셀이라고 판단하면 경계조건의 처리 등에 계산이 복잡해지고 계산이 불안정할 수 있기 때문에 본 계산에서는 표면셀은 기체셀과 유체셀 사이에 존재한다는 가정을 부과하여 표면셀을 판단하는 것으로 하였다. 따라서, Fig. 2.6(a)와 Fig. 2.6(b)는 VOF함수 F 의 값으로부터는 표면셀로 판단될 수 있지만 표면셀이 유체셀과 기체셀 사이에 존재한다는 가정을 만족하고 있지 않으므로 Fig. 2.6(a)의 경우는 표면셀을 유체셀로 간주하고, Fig. 2.6(b)의 경우는 표면셀을 기체셀로 간주한다. 이러한 표면셀의 가정으로 인해 유체내에 다량의 기포가 혼입되거나 자유수면에서 수위가 이탈하는 과정을 충분히 재현할 수 없는 단점을 지니지만 이는 셀 간격을 좁게 함으로써 그에 따른 영향을 최대한 억제할 수 있고, 유속과 압력의 경계조건이 명확히 되므로 계산의 안정을 도모할 수 있다.

이상과 같이 셀이 판정되면 표면셀에 대해 자유수면의 방향을 나타내는 *Flag NF*를 결정한다. *NF*의 결정은 VOF함수 F 값에 의한 방법을 이용한다. 즉, 셀 (i,k) 에 대해서 x 의 (-)방향에 있는 유체의 양 $FZ_{i-1,k}$, (+)방향의 유체의 양 $FZ_{i+1,k}$, z 의 (-)방향에 있는 유체의 양 $FX_{i,k-1}$, (+)방향의 유체의 양 $FX_{i,k+1}$ 를 얻은 후 가장 큰 값을 갖는 방향을 자유수면의 방향으로 결정한다.

$$FX_{i,k} = F_{i-1,k} + F_{i,k} + F_{i+1,k} \quad (2.42)$$

$$FZ_{i,k} = F_{i,k-1} + F_{i,k} + F_{i,k+1} \quad (2.43)$$

Fig. 2.7과 같이 표면셀 (i,k) 는 Fig. 2. 7 (a)와 Fig. 2. 7(b)의 2가지 경우로 한정된다. 식 (2.42), (2.43)으로부터 각 방향의 유체량을 산정하면 표면셀의 자유수면 방향은 Fig. 2. 7(a)로 판정된다는 것을 알 수 있다.

이상으로부터 셀 분류방법을 Table 2.1에 종합적으로 나타낸다.

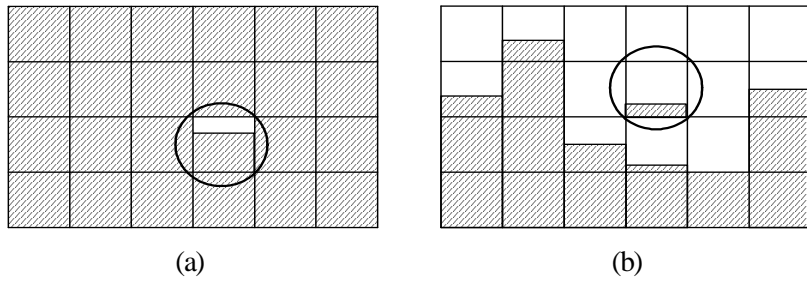


Fig. 2.6 Exception to the classification of cells

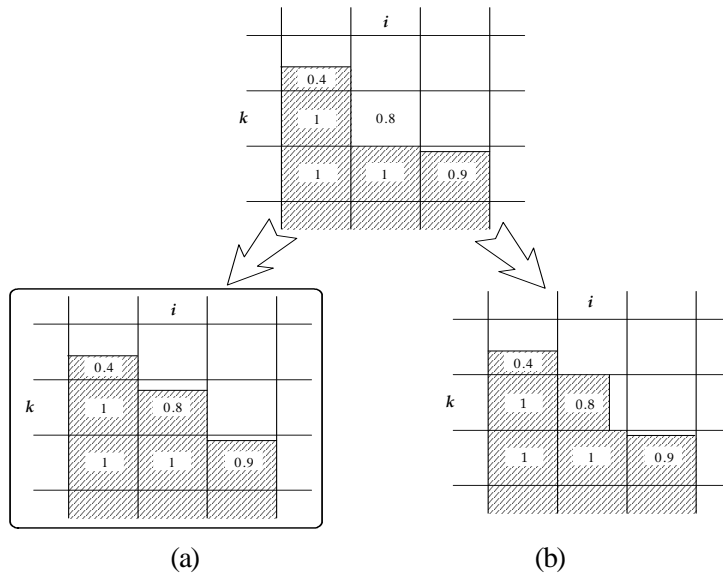
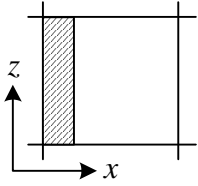
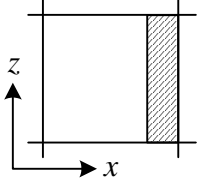
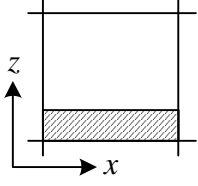
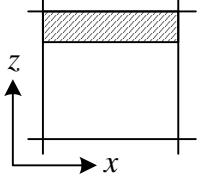
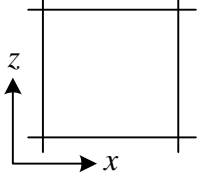


Fig. 2.7 Evaluation of free surface shape

Table 2.1 Determination of the free surface orientation

NF	셀분류	셀의 상태	
0	유체셀		셀이 유체로 채워져 있고 인접한 기체셀이 없다.

1	표면셀		표면이 x 축에 수직이고 유체셀이 x 축의 (-)방향에 존재한다.
2	표면셀		표면이 x 축에 수직이고 유체셀이 x 축의 (+)방향에 존재한다.
3	표면셀		표면이 z 축에 수직이고 유체셀이 z 축의 (-)방향에 존재한다.
4	표면셀		표면이 z 축에 수직이고 유체셀이 z 축의 (+)방향에 존재한다.
6	기체셀		셀이 기체로 채워져 있고 인접한 유체셀이 없다.

2.2.5 Donor-acceptor flux

각 셀에서의 VOF함수 F 는 SOLA scheme으로 구한 각 방향의 유속을 식 (2.39)에 대입하여 계산될 수 있다. 그러나, VOF함수 F 의 이류는 유체의 체적율에 대한 이류로서 일반적으로 이류항에 대해서 안정성이 확보되는 상류차분을 이용하는 경우 셀내에 균일

한 F 의 비율로 유체가 있는 것으로 계산되기 때문에 수치확산이 발생하기 쉽고, 자유수면의 형상이 불분명하게 되며, VOF함수 F 가 계단함수이기 때문에 발생할 수 있는 비연속성을 보완하기 위해 유량을 이동시키는 특수 알고리즘이 필요하다.

따라서, 본 연구에서는 수치확산을 방지하기 위하여 각 계산방향에 대하여 이류면을 지나는 체적유량을 계산하고, 이를 이용하여 표면을 전진시키는 Hirt and Nichols(1981)가 VOF함수의 이류계산에 사용한 Donor-acceptor법을 적용한다. 이는 이류면에서 VOF함수 F_{AD} 의 값이 Donor(상류측 셀)과 Acceptor(하류측 셀)에서의 F 값에 의해서 결정되는 방법으로, Acceptor셀의 자유수면형상과 이류로 운반되는 유체형상의 연속성에 의해 F_{AD} 를 결정하여 자유수면의 확산을 방지하는 점에 그 특징이 있다.

2.3 경계조건

수치과동수로에서 고려하는 경계조건으로는 자유수면경계조건, 개경계조건, 구조물표면에서의 경계조건, 그리고 바닥경계조건 등이 있다.

2.3.1 자유수면에서의 경계조건

(1) 유속경계조건

연속방정식을 만족시키는 셀을 유체셀로 한정하면 표면셀의 경계면에 정의된 유속 중에 운동방정식의 계산영역이 되는 것은 유체셀과 접하는 경계면이다. 따라서, 표면셀과 표면셀, 표면셀과 기체셀 사이에 있는 경계면의 유속은 경계조건에 의해 결정되어야 한다.

유속경계조건은 셀내의 자유수면에 수평한 유속성분과 연직한 유속성분에 대한 경계조건을 별도로 적용한다.

표면에 수평한 유속경계조건은 표면셀의 자유수면 형태(NF)에 따라 인접한 유체셀의 경계면에서의 유속을 표면셀 경계면의 유속으로 취한다. Fig. 2.8과 같은 표면셀(i,k)는 $NF=1$ 로 셀의 왼쪽 방향에 유체셀이 존재하므로 표면셀에서 표면과 수평한 유속 $w_{ik+1/2}$ 는 계산영역인($i-1,k$)셀에서 SOLA scheme의 반복계산으로부터 구한 유속 $w_{i-1,k+1/2}$ 의 값을

표면셀 (i,k)에서 수평방향의 유속 $w_{ik+1/2}$ 로 취한다. 따라서, $w_{i-1,k+1/2}=w_{ik+1/2}$ 로 된다.

표면에 수직한 유속은 표면셀의 형태에 따라 기체가 있는 방향의 셀 경계면 유속에 대해서 VOF함수 F 의 이류를 계산할 때 표면셀에서 연속방정식이 만족되도록 결정된다. 즉, Fig. 2.9에서 $u_{i-1/2,k}$ 의 초기치는 표면셀에서 연속방정식이 만족되도록 주어지고 이로부터 SOLA scheme에서 $u_{i-3/2,k}$ 의 값을 구하게 된다. 다음 시간스텝에 대해서도 동일하게 $w_{ik \pm 1/2}$ 의 값이 산정되므로 식 (2.39)를 계산할 때 표면셀에서 연속방정식이 만족되도록 $u_{i-1/2,k}$ 의 값을 결정한다. 따라서, VOF함수 F 의 이류계산의 결과로 표면위치가 변화하여 표면셀이 유체셀로 될 때에도 그 유체셀에 있어서 연속성은 보존된다.

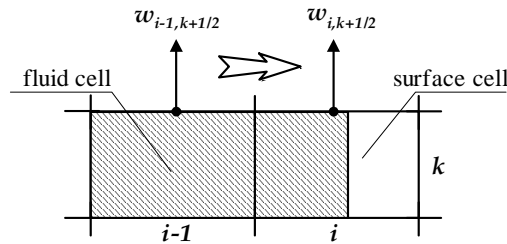


Fig. 2.8 Horizontal velocity boundary condition

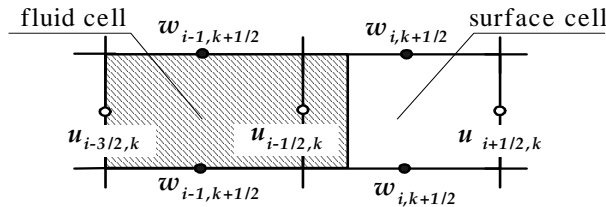


Fig. 2.9 Vertical velocity boundary condition

(2) 압력경계조건

NF 에 의해 표면셀의 방향이 결정되고, VOF함수 F 값에 의해 표면위치가 결정되지만 표면셀에 있어서 압력이 정의되는 위치와 실제의 자유수면의 위치가 상이할 수 있으므로 표면셀에서 압력의 정의위치와 NF 가 나타내는 유체셀의 정의위치와의 2점간 압력을 선형내삽한다.

따라서, Fig. 2.11에서 나타내는 바와 같이 표면셀 (ij)가 $NF=3$ 인 경우 압력의 선형내삽은 다음과 같이 된다.

$$p_{i,k} = (1-d)p_{i,k-1} + dp_s \quad (2.44)$$

여기서,

$$d = \frac{r_c}{r} = \frac{(\delta z_{k-1} + \delta_k)/2}{\delta_{k-1}/2 + F_{i,k}\delta z_k} = \frac{\delta z_{k-1} + \delta_k}{\delta_{k-1} + 2F_{i,k}\delta z_k} \quad (2.45)$$

여기서, p_s 는 자유수면에서의 압력값을 나타내고, 본 연구에서는 표면장력의 영향을 무시하므로 $p_s=0$ 이다.

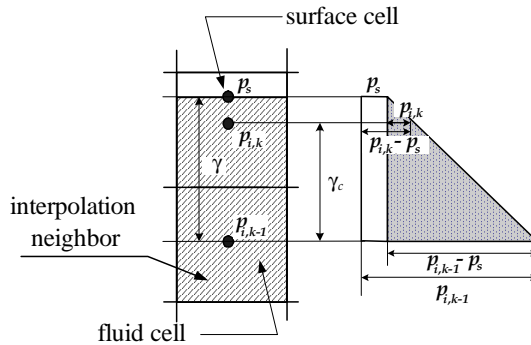


Fig. 2.10 Pressure boundary condition on free surface

2.3.2 개경계조건

개경계는 Fig. 2.11에 나타내는 바와 같이 부가감쇠영역을 계산영역의 양끝에 두고, Stokes저항법칙에 기초하여 계산셀의 크기를 변화시키면서 다음의 식 (2.46)과 같이 연직방향의 유속을 가상감쇠력으로 서서히 감쇠시켜 파랑을 흡수하는 Hinatsu(1992)의 개

경계처리 기법을 적용한다.

$$f = -\beta w \quad (2.46)$$

여기서, β 는 파랑감쇠계수이다.

또한, 부가감쇠영역의 끝단에 유속이나 VOF함수 등의 물리량 ϕ 의 수평변화가 0이라는 다음의 조건을 부과한다.

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} = 0 \quad (2.47)$$

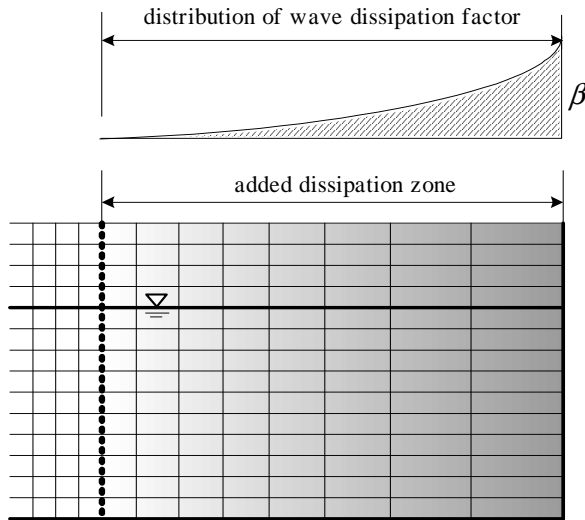


Fig. 2.11 Sketch of added dissipation zone

2.3.3 그 외의 경계조건

이상의 경계조건 이외에도 적용되어야 할 경계조건으로는 바닥면에서 법선방향의 유속이 0인 불투과조건을 적용하였고, 점성유체를 대상으로 하고 있기 때문에 non-slip조건을 적용시키는 것이 일반적이나 격자간격을 구조물 표면이나 바닥근방에서 형성되는 경

계층 두께까지 세세하게 분할하고 있지 않기 때문에 접선방향유속의 경계조건으로 slip 조건을 채용하였다.

2.4 조파조건

식 (2.1)의 조파소스를 고려한 연속방정식은 우변에 Dirac delta함수 $\delta(x-x_s)$ ($x=x_s$ 는 조파소스의 설치위치)를 포함한 q^* 의 항을 갖고 있다.

유한차분법의 경우에는 연속방정식 (2.1)에 대해 우변의 Dirac delta함수를 식 (2.48)에 나타내는 바와 같이 $q^*=q\delta(x-x_s)$ 로 처리하는 것으로 한다.

$$\frac{\partial(\varepsilon_x u)}{\partial x} + \frac{\partial(\varepsilon_z w)}{\partial z} = q\delta(x-x_s) \quad (2.48)$$

본 연구의 수치계산은 엇갈린격자를 채용하고 있으므로 셀 경계면내에서 각 방향의 유속 u, w 는 일정한 값을 가진다. 따라서, 식 (2.1)의 연속방정식을 조파소스위치 $x=x_s$ 에 있는 하나의 셀(x 방향의 격자간격 : δx)에 대해 체적적분을 수행하면 식 (2.49)를 얻을 수 있다.

$$\int_x^{x+\delta x_s} \int_z^{z+\delta z_k} \left(\frac{\partial(\varepsilon_x u)}{\partial x} + \frac{\partial(\varepsilon_z w)}{\partial z} \right) dx dz = \int_x^{x+\delta x_s} \int_z^{z+\delta z_k} q(z,t) \delta(x-x_s) dx dz \quad (2.49)$$

조파소스위치에서의 Dirac delta함수의 적분은 $\int_x^{x+\delta x_s} \delta(x-x_s) dx = 1$ 이므로 식 (2.49)는 식 (2.50)으로 되고, 최종적으로 식 (2.51)을 얻을 수 있다.

$$\left(\frac{\partial(\varepsilon_x u)}{\partial x} + \frac{\partial(\varepsilon_z w)}{\partial z} \right) \delta x_s \delta z_k = q(z,t) \delta z_k \quad (2.50)$$

$$\frac{\partial(\varepsilon_x u)}{\partial x} + \frac{\partial(\varepsilon_z w)}{\partial z} = q(z,t) / \delta x_s \quad (2.51)$$

따라서, 엇갈린격자를 이용하여 이산화할 경우에 조파소스를 주는 방법은 $x=x_s$ 에서 조파소스강도 $q(z,t)/\delta x_s$ 를 고려하는 것으로 된다. 이 때, 식 (2.51)의 우변항으로부터 격자 길이의 차이에 따른 조파소스강도의 영향을 없애기 위해 조파소스강도 q 에 조파시키고 싶은 유량밀도를 부여함으로써 기대한 파를 조파할 수 있다.

조파소스에 의한 조파방법을 제안한 Brorsen and Larsen(1987)은 조파소스로부터 조파시킬 때 해석영역의 양쪽 방향(x 의 (+)방향과 x 의 (-)방향)으로 파랑이 전달되기 때문에 식 (2.52)와 같은 조파소스강도 q 를 제안하고 있다.

$$q = 2U_0 \quad (2.52)$$

여기서, U_0 는 발생파의 수평유속성분을, U_0 의 계수 2는 조파소스에 의한 파의 발생시 해석영역의 양쪽 방향으로 파의 진행을 각각 나타낸다.

본 연구에서는 조파소스강도 q 로서 식 (2.53)과 같이 Grimshaw(1971)에 의해 유도된 고립파의 3차근사를 급수전개하여 산정한 수평방향유속 U_0 를 적용한다(Fenton, 1972).

$$U_0 = \sqrt{gh} \left[E_s s^2 - E_s^2 \left\{ -\frac{1}{4} s^2 + s^4 + \left(1 + \frac{\bar{z}}{h} \right)^2 \left(\frac{3}{2} s^2 - \frac{9}{4} s^4 \right) \right\} \right. \\ \left. - E_s^3 \left\{ \frac{19}{40} s^2 + \frac{1}{5} s^4 - \frac{6}{5} s^6 + \left(1 + \frac{\bar{z}}{h} \right)^2 \left(-\frac{3}{2} s^2 - \frac{15}{4} s^4 + \frac{15}{2} s^6 \right) \right. \right. \quad (2.53) \\ \left. \left. + \left(1 + \frac{\bar{z}}{h} \right)^4 \left(-\frac{3}{8} s^2 + \frac{45}{16} s^4 - \frac{45}{16} s^6 \right) \right\} \right]$$

여기서, \bar{z} 는 물입자의 평균위치를 나타내며, E_s 와 s 는 다음의 식 (2.54)과 식 (2.55)로 정의된다.

$$E_s = H_i / h \quad (2.54)$$

$$s = \text{sech} \alpha \mathcal{K} \quad (2.55)$$

그리고, 식 (2.55)에서 α 와 η 는 식 (2.56)과 식 (2.57)로 각각 주어지며, 식 (2.57)의 C 는 3차근사의 고립파 파속으로 식 (2.58)로 표현된다.

$$\alpha = \sqrt{\frac{3}{4} E_s} \left(1 - \frac{5}{8} E_s + \frac{71}{128} E_s^2 \right) \quad (2.56)$$

$$\eta = \frac{(x_s - Ct)}{h} \quad (2.57)$$

$$C = \sqrt{gh} \left[1 + \frac{1}{2} E_s - \frac{3}{20} E_s^2 + \frac{3}{56} E_s^3 \right] \quad (2.58)$$

수치파동수로내에 구조물이 설치되는 경우 조파소스의 위치로 구조물에 의한 반사파가 접근하는 경우는 조파소스의 위치에서 수위변동 η_s 와 조파소스에 의해 기대되는 수위변동 η_o 가 서로 상이하게 된다.

본 연구에서는 조파소스에 의해 기대되는 수위변동 η_o 를 고립파의 3차근사로부터 산정한다(Fenton, 1972).

$$\eta_o = h \left[1 + E_s s^2 - \frac{3}{4} E_s^2 s^2 \eta + E_s^3 \left(\frac{5}{8} s^2 \eta^2 - \frac{101}{80} s^4 \eta^3 \right) \right] \quad (2.59)$$

여기서, η 는 식 (2.60)으로 주어진다.

$$\eta = \tanh \alpha \frac{(x_s - Ct)}{h} \quad (2.60)$$

본 연구에서는 식 (2.52)와 같이 조파소스강도가 $q=2U_0$ 로 될 수 없으므로 입사파와 반사파가 동시에 존재하는 경우에 대해 조파소스강도의 분포형상을 조파소스지점의 연

직적분치가 반사파가 없는 경우와 분포형상이 상사되도록 $(\eta_o+h)/(\eta_s+h)$ 을 도입하여 다음의 조파강도식을 적용한다(Ohyama and Nadaoka(1991)).

$$q = 2U_0 \frac{\eta_o + h}{\eta_s + h} \quad (2.61)$$

그리고, 조파지점으로부터 고립파의 최대진폭까지의 거리 x_{shift} 는 $\eta_o/h < 10^{-5}$ 의 조건이만 족하는 범위내에서 산정되며(Fenton, 1972), 이 때 식 (2.57)의 $x_s - Ct$ 는 식 (2.62)로 주어 진다.

$$x_s - Ct = 0 - \sqrt{gh} \left[1 + \frac{1}{2} E_s - \frac{3}{20} E_s^2 + \frac{3}{56} E_s^3 \right] (0 - x_{shift}) \quad (2.62)$$

따라서, x_{shift} 가 산정되고 나면 시간스텝을 고려한 $x_s - Ct$ 는 최종적으로 식 (2.63)으로 고려될 수 있다.

$$x_s - Ct = 0 - \sqrt{gh} \left[1 + \frac{1}{2} E_s - \frac{3}{20} E_s^2 + \frac{3}{56} E_s^3 \right] (t - x_{shift}) \quad (2.63)$$

결과적으로 식 (2.55)의 함수로 주어지는 식 (2.53)과 식 (2.59)는 $t = x_{shift}$ 이 될때까지 조파소스강도와 수위를 증가시키며, 이 후 시간스텝이 증감함에 따라 조파소스강도와 수위는 감소하게 된다.

이로부터 본 연구에서 제안하는 조파소스에 의한 고립파의 조파방법을 적용하면 기 대한 고립파를 정확하게 조파할 수 있다.

2.5 안정조건

본 연구에서는 수치계산의 안정성을 확보하기 위하여 이류항으로부터 생기는 CFL (Courant-Friedrichs-Lewy)조건과 확산항으로부터 생기는 확산불안정조건(diffusive time limit

condition)을 이용하였다.

CFL조건은 식 (2.64)의 Courant수가 만족되어야 한다.

$$C = \frac{|\mathbf{V}| \delta t}{\delta x} \quad (2.64)$$

여기서, \mathbf{V} 는 유속을, Δx 는 격자간격이다.

Courant수 C 가 $C < 1$ 인 경우에 수치계산의 안정성이 확보될 수 있다. 이것은 1회의 시간스텝 사이에 어떤 변수를 운반한 거리 $|\mathbf{V}| \delta t$ 가 공간의 이산폭인 δx 를 초과할 수 없다는 것을 의미한다. 전술한 Donor-acceptor법은 이류에 의해 이동하는 VOF함수 F 의 값이 Donor셀과 Acceptor셀의 F 값에 의해 결정되는 방법이므로 Courant수 C 는 $C < 1$ 이어야 한다. 따라서, 시간스텝의 간격 δt 는 식 (2.64)에 의해 식 (2.65)를 만족하여야 한다.

$$\delta t < \chi \cdot \min \left\{ \frac{\delta x}{|u|_{\max}}, \frac{\delta z}{|w|_{\max}} \right\} \quad (2.65)$$

여기서, $|u|_{\max}$, $|w|_{\max}$ 는 각각 x , z 방향에 있어서 최대유속을 나타내며, χ 는 가중계수로서 본 연구에서는 0.4를 적용하였다.

또한, 확산불안정조건(diffusive instability condition)에 대해서는 식 (2.66)의 Diffusion 수가 만족되어야 한다.

$$d = \nu \delta t \left(\frac{1}{\delta x^2 + \delta z^2} \right) \quad (2.66)$$

Diffusion수 d 가 $d < 1/2$ 인 경우에 수치계산의 안정성이 확보될 수 있으므로 식 (2.66)에 의해 식 (2.67)을 만족하여야 한다.

$$\delta t < \frac{1}{2} \left[\frac{1}{\nu \left(\frac{1}{\delta x^2 + \delta z^2} \right)} \right] \quad (2.67)$$

본 수치계산에 있어서 초기의 시간스텝은 $\delta t = T/1000$ 로 하고, 그 이후는 Courant의 조건식 (2.65) 및 Diffusion의 조건식 (2.87)이 만족되도록 시간스텝의 간격 δt 를 매 시간스텝마다 조정하였다.

2.6 수치계산의 흐름

지금까지 기술한 수치파동수로에 의한 파동장의 해석에 있어서 전체적인 수치계산의 흐름을 Fig. 2.12에 나타내며, 이를 아래에 기술한다.

- (1) 수심, 파랑의 입사조건, 구조물의 기하학적인 형상 등과 같은 초기조건의 입력.
- (2) 경계조건을 만족하도록 운동방정식을 계산하여 다음 시간스텝에 있어서의 유속의 계산.
- (3) 운동방정식으로부터 얻어진 유속의 값이 일정한 값으로 수렴할 때까지 연속방정식을 만족하도록 유속과 압력을 조정하여 반복계산(SOLA scheme).
- (4) 연속방정식을 만족하는 유속값을 적용하여 VOF함수 F 에 관한 이류방정식을 계산.
- (5) 계산된 VOF함수 F 를 이용하여 자유표면의 형상을 결정.
- (6) 각 시간스텝에서 반복.

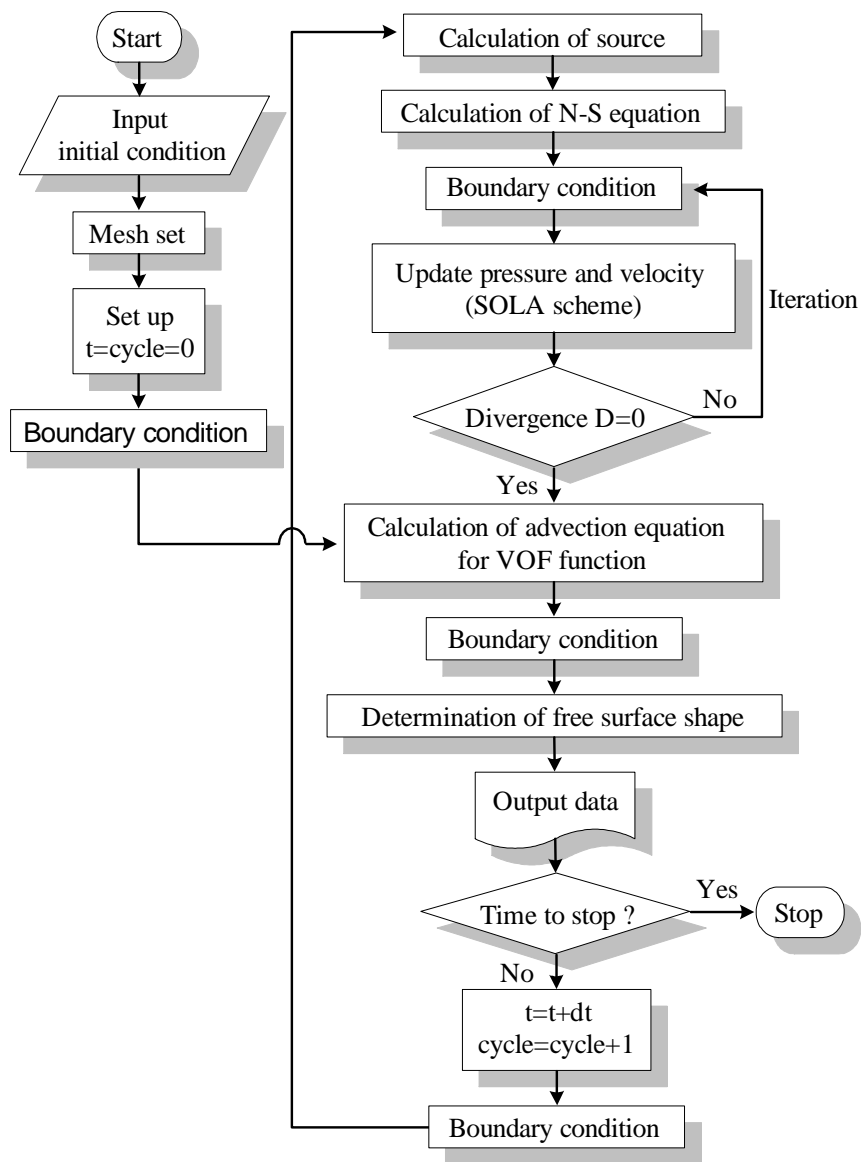


Fig. 2.12 Flow chart for numerical computation

3. 수치해석기법의 검증

3.1 수치파동수로 내의 조파파형 검증

3.1.1 시간파형 및 공간파형

본 연구의 조파소스에 의한 고립파의 조파방법에 대한 타당성을 검증하고 조파소스로부터 발생된 파형의 전달과정을 고찰하기 위하여 Fig. 3.1에 나타난 바와 같이 일정수심 $h=40\text{cm}$ 를 갖는 2차원수치파동수로에서 입사진폭 $H_i=4\text{cm}$ 를 목표로 고립파를 조파시켰다.

Fig. 3.2는 본 연구의 조파소스로부터 발생된 조파파형과 고립파의 3차근사이론에 기초한 수면형과의 비교를 나타낸 것으로, 수위변동 η 를 목표로 하는 고립파의 진폭 H_r 로 무차원시켜 표시한 것이다. 전체적으로 본 연구의 조파파형은 목표로 하는 파형과 매우 잘 일치할 뿐만 아니라 원하는 파를 만족스럽게 재현하고 있는 것을 알 수 있다.

Fig. 3.3은 Fig. 3.2에서 검토한 조파소스로부터 발생된 고립파가 수치파동수로내에 전파되는 과정을 고찰한 그림으로 수위변동 η 의 공간분포를 목표한 고립파의 입사진폭 H_i 로 무차원시켜 나타낸 것이다. 결과를 살펴보면 수위변동 η 가 목표한 고립파의 입사진폭 H_i 로 파랑이 전파되어 거의 일정한 포락선이 형성되는 것을 확인할 수 있다.

3.1.2 고립파의 유효길이와 수량의 유효체적

공학적인 의미에서 파장이 무한히 긴 고립파를 검토하는 것은 큰 의미가 없으므로 고립파의 유효거리 L_{eff} 를 검토하는 경우가 일반적이며, 고립파의 유효거리 L_{eff} 는 식 (3.1)로 산정될 수 있다(Dean and Dalrymple, 1984).

$$L_{eff} = \frac{4.24h}{\sqrt{H_i/h}} \quad (3.1)$$

고립파의 수량은 파형을 적분함으로써 산정될 수 있고, 유효거리 L_{eff} 내에 존재하는 수량의 유효체적은 전 체적의 95%를 차지하는 것으로 알려져 있다(Dean and Dalrymple, 1984).

Fig. 3.4는 Fig. 3.1의 수치파동수로내에서 고립파의 최대진폭이 최대치가 $x/h=25$ 에 도달한 경우에 수위변동 h/H_i 의 공간분포를 $x = h \cdot 25$ 를 원점으로 재설정하여 나타낸 것으로, 유효거리 L_{eff} 는 536cm인 경우이다. Fig. 3.4로부터 유효거리 L_{eff} 내에 존재하는 수량의 유효체적은 전 체적의 94.95386%로 본 연구의 조파방법으로부터 발생된 고립파는 전체적에 대한 유효거리 L_{eff} 내에 있는 수량의 유효체적의 비율이 95%로 주어지는 이론치를 매우 잘 재현하고 있는 것을 알 수 있다.

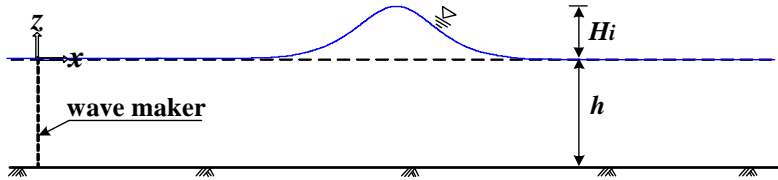


Fig. 3.1 Schematic diagram of a solitary wave propagating in the numerical wave tank with a flat bottom

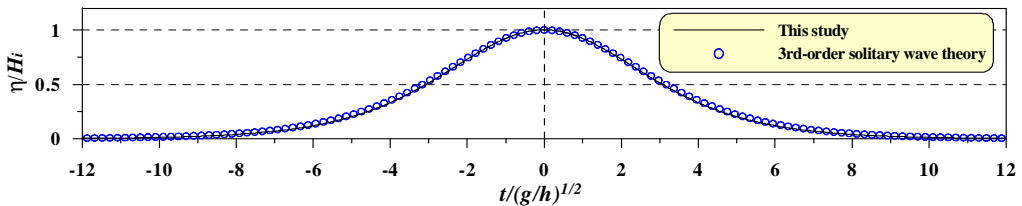


Fig. 3.2 Comparison of the solitary wave profile generated from the present numerical wave maker and that given from 3rd-solitary wave theory

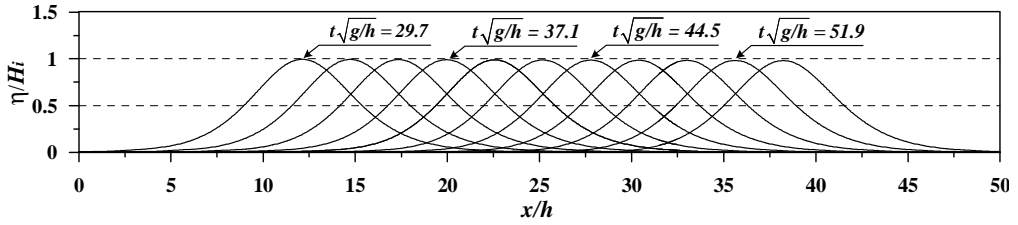


Fig. 3.3 Evolution of a solitary wave propagating in the numerical wave tank with a flat bottom

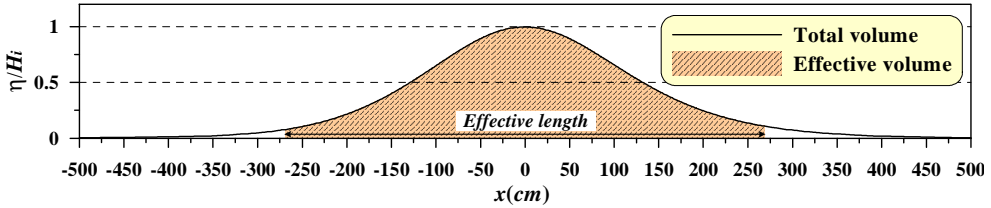


Fig. 3.4 Total volume of the solitary wave generated from the present numerical wave maker and its effective volume

3.2 수중방파제에 의한 고립파의 파랑변형

본 연구에서는 수중방파제의 천단폭(b)과 높이(h_o)의 변화에 따른 고립파의 파랑변형을 MAC (Mark and Cell method)과 그것의 수정된 버전 SUMMAC(Chan and Stress, 1970)을 결합하여 수치해석적으로 검토한 Huang et al.(2003)의 계산결과와 본 연구의 계산결과를 비교·검토한다. 비교에 사용된 수치파동수로는 Fig. 3.5에 나타내는 바와 같이 공극률 $\varepsilon_s = \varepsilon_r = \varepsilon_b = 0.521$, 평균입경 $D_p = 2.09\text{cm}$ 로 구성된 직사각형의 수중방파제가 설치된 경우이며, 이 때 적용한 고립파의 입사조건은 $H/h = 0.15$ 이다.

Fig. 3.5는 수치파동수로내의 수중방파제로 인한 최대수위 η_{max} 의 공간분포를 Huang et al.(2003)의 계산결과와 비교한 본 연구의 계산결과이다. 결과를 살펴보면 Fig. 3.5(a)와 Fig. 3.5(b)의 경우 Huang et al.(2003)의 계산결과와 본 연구의 계산결과 사이에 약간의 위상차를 나타내고는 있으나, 전체적으로 본 연구의 계산결과는 Huang et al.(2003)의 계산결과와 비교하여 수중방파제 주변에서의 급격한 수위의 상승과 하강에 따른 최대수위 η_{max} 의 최대치와 최소치 뿐만 아니라 수중방파제 전후면에서의 최대수위 η_{max} 의 공간변화가 잘 일

치하는 것을 알 수 있다. 특히, Fig. 3.5(a)과 비교하여 수중방파제의 천단폭 b 가 20배 넓어진 Fig. 3.5(c)의 경우에도 본 연구의 계산결과는 수중방파제의 천단상에서 관찰되는 파랑의 감쇠를 포함하여 전체적인 최대수위 η_{max} 의 공간변화를 Huang et al.(2003)의 계산결과와 거의 동일한 정도로 재현하는 것을 알 수 있다.

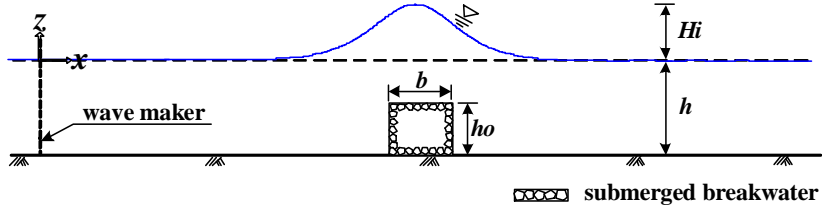
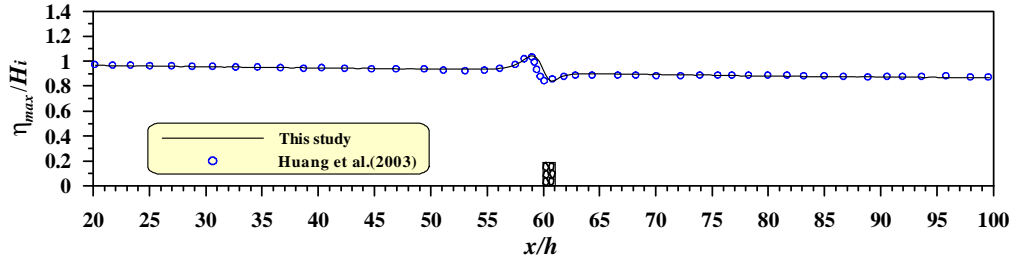
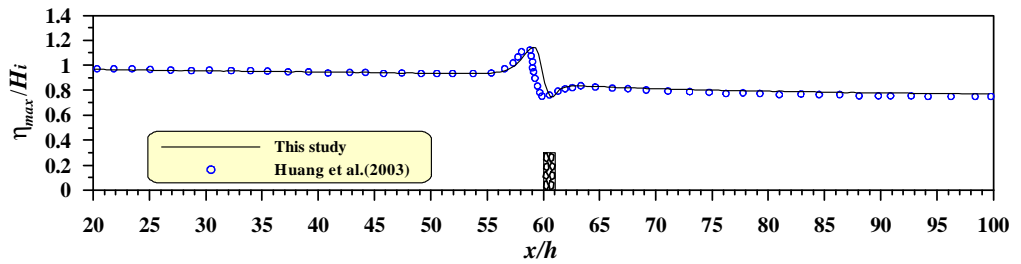


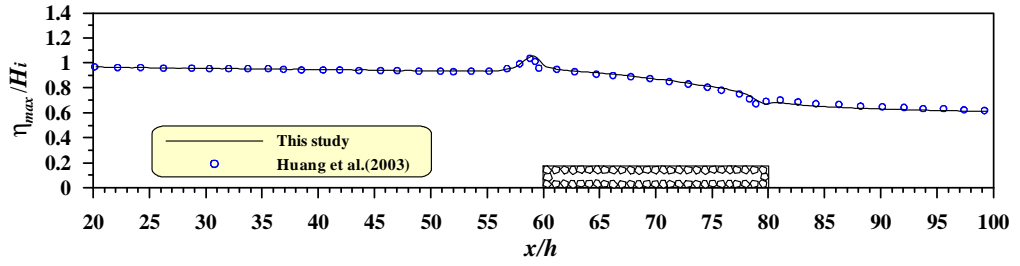
Fig. 3.5 Schematic diagram of numerical wave tank used for the comparison of wave transformation of a solitary wave passing over a submerged breakwater



(a) $H_i/h=0.15$, $b/h=1.0$, $h_o/h=0.5$



(b) $H_i/h=0.15$, $b/h=1.0$, $h_o/h=0.75$



(c) $H_i/h=0.15$, $b/h=20.0$, $h_o/h=0.5$

Fig. 3.6 Comparisons of the spatial maximum water surface elevation in the numerical wave tank as a solitary wave passing over a submerged breakwater with various cross section type

4. 고립파와 수중방파제와의 상호간섭

4.1 고립파와 일렬수중방파제와의 상호간섭

4.1.1 파랑변형

수중방파제의 천단폭 b 와 수심 h 의 변화에 따른 수중방파제의 주변에서 고립파의 파랑변형에 대한 공간분포를 살펴보기 위하여 Fig. 4.1의 수치파동수로내에 일렬수중방파제가 설치된 경우를 대상으로 수치해석을 수행한다. 수중방파제는 평균입경 $D_p=2.0\text{cm}$, 공극률 $\varepsilon_x=\varepsilon_y=\varepsilon_z=0.4$ 로 구성되며, 수중방파제의 높이 h_o 와 천단폭 b 는 각각 수심 h 에 대해 $h_o/h=0.875$ ($q=5\text{cm}$; q 는 천단고), $b/h=1.0, 2.0, 3.0, 4.0, 5.0$ 인 경우이다. 또한, 적용한 고립파의 입사진폭은 $H_i=4\text{cm}$ 로 $H_i/h=0.1$ 이다.

Fig. 4.2는 b/h 의 변화에 따른 수중방파제의 주변에서 고립파의 파랑변형을 무차원시간 $t(g/h)^{1/2}=32.5\sim80.0$ 에 대하여 연속하여 나타낸 것이다. Fig. 4.2를 살펴보면 고립파가 수중방파제의 천단상을 진행하는 동안 수심변동에 따른 비선형성분의 파랑이 발달하고, 수중방파제를 통과한 후에는 입사파의 파형과 거의 동일한 형상으로 복원된 후 파랑의 분열현상(soliton fission)이 동반되는 것을 관찰할 수 있다. 이러한 파랑의 분열현상은 수중방파제의 천단폭 b 가 가장 넓은 Fig. 4.2(c)의 경우에 보다 명확히 나타나며, 수중방파제의 천단폭 b 의 차이에 따른 분열현상의 차이는 수중방파제의 천단상을 통과하는 동안 빠르게 진행되는 파속과 수중방파제의 천단폭 b 가 길어지면서 발달한 비선형성분의 파랑이 수중방파제의 배후역에 보다 큰 영향으로 작용한 결과로 판단된다. 그리고, 전체적으로 수중방파제의 해측으로는 입사한 파랑의 일부가 반사되어 진행되는 것을 관찰할 수 있다.

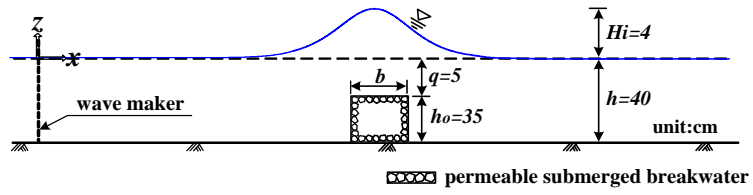
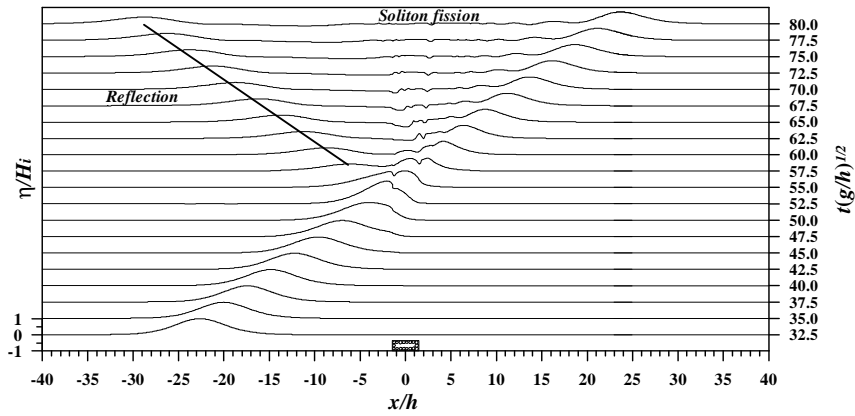
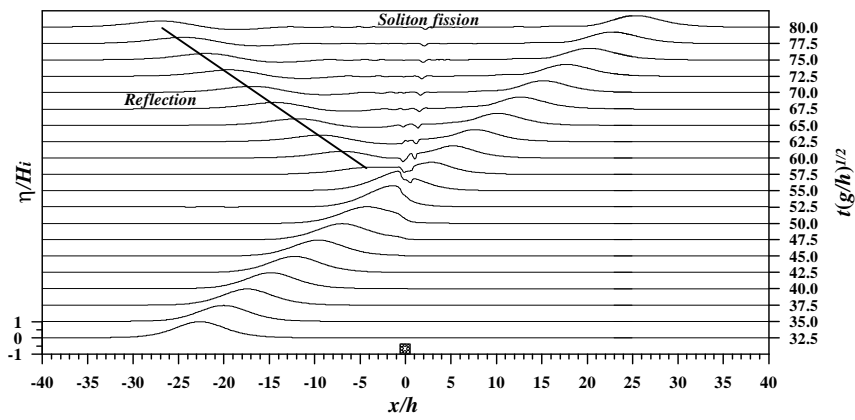
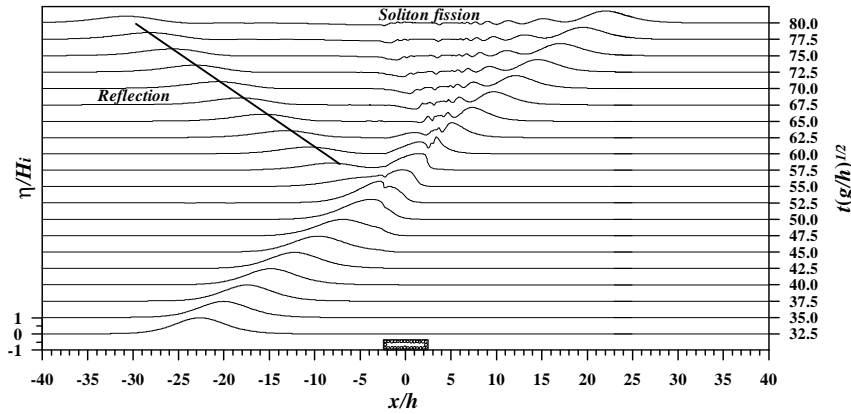


Fig. 4.1 Schematic diagram of numerical wave tank used for wave transformation of a solitary wave due to submerged breakwater





(c) $b/h=5.0$

Fig. 4.2 Snap shots for the wave transformation of a solitary wave passing over submerged breakwater with various cross section type

4.1.2 수위변동

4.1.1절에서 검토한 수중방파제에 대하여 Fig. 4.3의 각 지점에 설치된 파고계로부터 수중방파제의 천단폭 b 의 변화에 따른 시간과형의 변화를 검토하고, 그 결과를 고립파의 입사진폭 H_i 로 무차원화시켜 Fig. 4.4에 나타낸다. 결과를 살펴보면 수중방파제의 전면(Fig. 4.4(a), Fig. 4.4(b))에서는 입사한 파랑과 수중방파제에 의해 해측으로 반사되어 진행되는 반사파가 명확히 구분되어 나타난다. 그리고, 해측으로 진행되는 반사파의 수위변동이 최소치로 되는 무차원시간 $t(g/h)^{1/2}$ 은 수중방파제의 천단폭 b 가 가장 짧은 $b/h=0.1$ 인 경우에서 가장 빨리 발생하는 것을 알 수 있다. 이러한 원인은 천단상을 진행하는 파랑이 수심변동으로 인하여(얕은수심에서 깊은수심) 파랑의 재반사가 발생하고, 재반사된 파랑은 수중방파제의 천단폭이 가장 짧은 $b/h=0.1$ 인 경우에 가장 빨리 해측으로 전달된 결과로 판단된다.

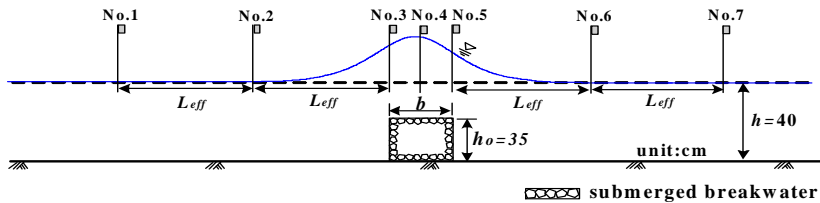
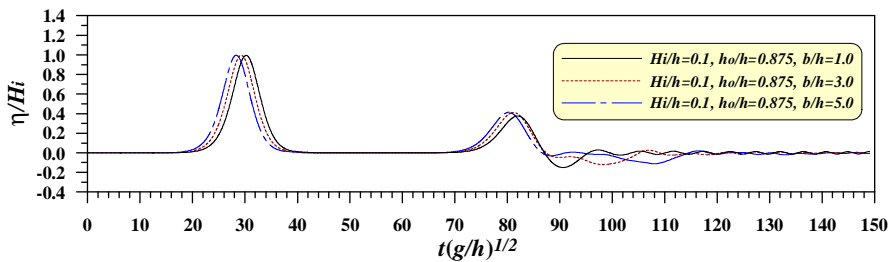
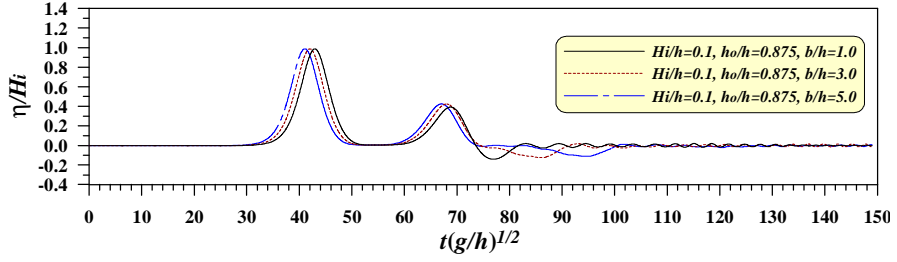


Fig. 4.3 Measuring points of water surface elevation for the a solitary wave at different locations in numerical wave tank

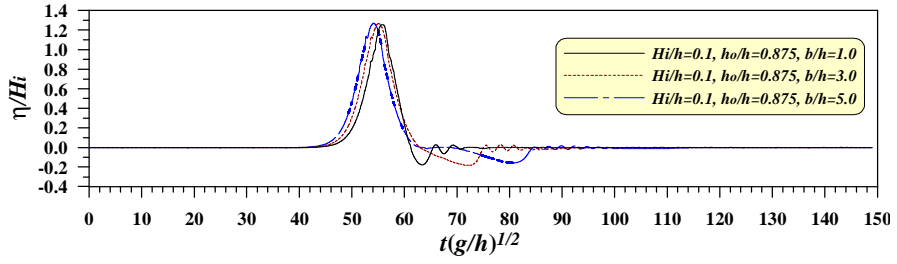
한편, 수중방파제의 천단상에서 고립파(Fig. 4.4(c))는 수심변동으로 인하여 수위가 급격히 상승하고, 이후 천단을 통과하면서 비선형성분의 파랑이 발달하고, 수중방파제에 의한 유체저항길이의 증가로 수위가 서서히 감소되는 것을 알 수 있다(Fig. 4.4(d), Fig. 4.4(e)). 특히, Fig. 4.4(e)를 살펴보면 수중방파제의 천단폭 b 가 넓을수록 수심변동에 따른 고립파의 천수현상이 명확히 관찰되고, 수위의 최대치 역시 보다 뾰족한 형태로 되는 것을 알 수 있다. 또한, Fig. 4.4(e)의 경우는 수위의 시간변동이 정수면상에서 주어지며, 이와 같은 결과는 전술한 바와 같이 얕은 수심에서 깊은 수심으로 변하면서 발생한 파랑의 재반사에 의한 영향으로 판단된다. 그리고, Fig. 4.4(f)와 Fig. 4.4(g)를 살펴보면 수중방파제를 통과한 고립파는 4.1.1절에서 살펴본 바와 같이 원래의 파형과 거의 동일한 형상으로 복원된 후 파랑의 분열현상이 동반되는 것을 관찰할 수 있다. 이와 같이 수중방파제의 천단을 진행하면서 발달한 비선형성분의 파랑이 수중방파제를 통과한 후 입사파의 파형과 거의 동일한 형상으로 복원되는 것은 후술하는 4.1.6절의 검토의 결과로부터 수중방파제의 천단을 통과한 파랑이 수중방파제의 배후역에서는 하강하는 빠른 유체입자의 속도벡터로 변하고, 그 결과로 인해 파랑이 재생성된 결과로 판단된다. 또한, 시간이 진행함에 따라 서서히 감소하는 파랑의 분열현상이 수중방파제의 천단폭에 따라 상이하게 나타나며, 이러한 원인은 후술하는 4.1.6절의 검토의 결과로부터 수중방파제의 천단상을 통과하는 동안 빠르게 진행하는 유체입자의 속도벡터와 수중방파제의 천단폭 b 가 길어지면서 발달한 비선형성분의 파랑이 수중방파제의 배후역에 서로 다른 크기를 갖는 와를 발생시킨 결과로 판단된다. 그리고, 수중방파제 배후역에 형성된 와는 시간이 진행함에 따라 육측으로 서서히 이동하는 것을 후술하는 4.1.6절로부터 확인할 수 있고, 파랑의 분열현상 역시 시간이 진행함에 따라 와의 영향이 줄어들기 때문에 서서히 감소되는 것으로 판단된다.



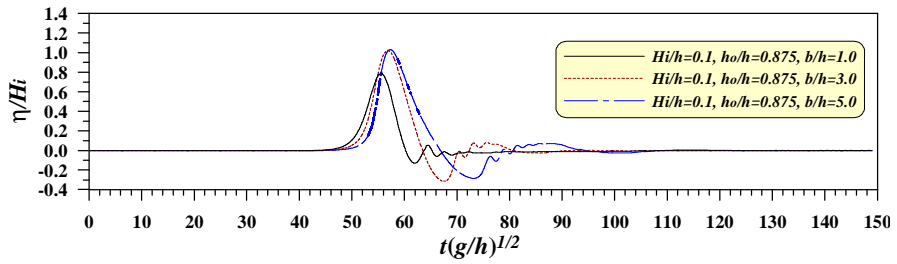
(a) No. 1



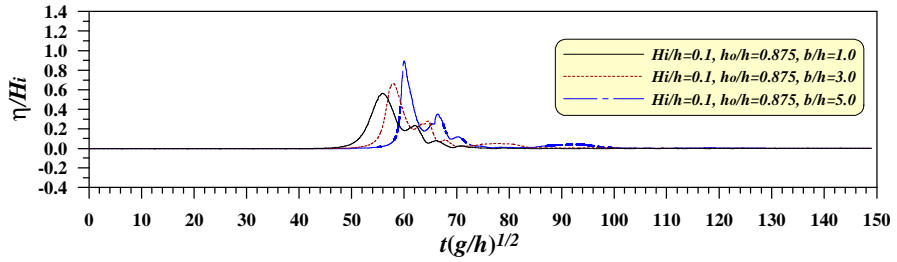
(b) No. 2



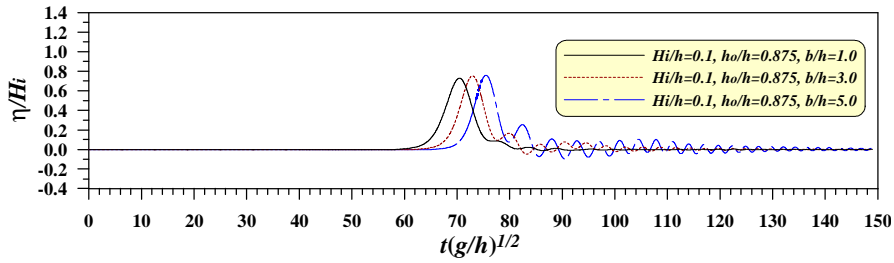
(c) No. 3



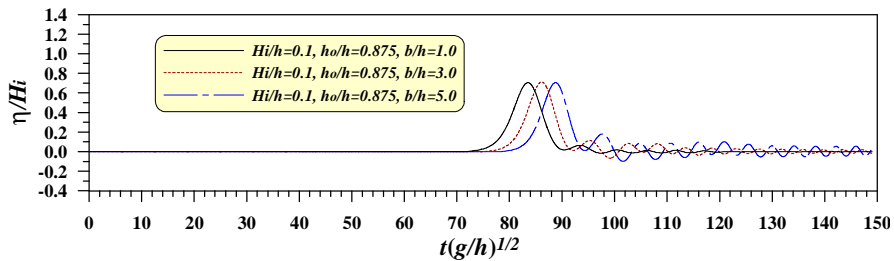
(d) No. 4



(e) No. 5



(f) No. 6



(g) No. 7

Fig. 4.4 Time variations of water surface elevation for the a solitary wave at different locations in numerical wave tank

4.1.3 최대수위의 공간분포

수중방파제의 천단폭 b 의 변화에 따른 최대수위 η_{max} 의 공간변화를 고립파의 입사진폭 H_i 로 무차원화시켜 나타낸 결과를 Fig. 4.5에 나타낸다. 결과로부터 해측의 수중방파제의 천단근방에서는 최대수위 η_{max} 가 급격히 상승하여 거의 동일한 정도의 값을 나타내는 반면, 육측의 수중방파제의 천단근방에서는 최대수위 η_{max} 가 급격히 하강하여 수중방파제의 천단폭 b 가 가장 짧은 $b/h=1.0$ 에서 가장 큰 변동폭으로 주어지므로 수중방파제의 근방에서 최대수위 η_{max} 의 변동폭은 수중방파제의 천단폭 b 가 가장 짧은 $b/h=1.0$ 에서 가장 크게 되는 것을 확인할 수 있다. 이와 같이 수중방파제의 천단폭 b 의 변화에 따라 육측의 수중방파제의 천단근방에서 최대수위 η_{max} 의 하강이 상이하게 나타나는 것은 파랑이 수중방파제의 천단을 통과하면서 천수효과로 발달한 유체입자의 빠른 속도벡터가 수중방파제의 배후역에 서로 다른 크기로 작용한 결과로 판단된다.

한편, $b/h=5.0$ 인 경우에 수중방파제의 배후역에서 최대수위 η_{max} 가 가장 큰 값을 나타

내지만, 파랑이 진행함에 따라 최대수위 η_{max} 의 감소폭이 크게 되고 일정거리 이상에서는 $b/h=1.0$ 의 경우와 거의 동일한 $\eta_{max}/H_i \approx 0.75$ 의 수위분포를 나타내는 것을 확인할 수 있다. 본 연구의 수중방파제와는 다소 상이하지만 Huang et al.(2003)의 검토결과에 비추어 보면 수중방파제의 배후역에서 $\eta_{max}/H_i < 0.6$ 이하의 수위감소를 기대하기 위해서는 수중방파제의 천단폭 b 가 수심 h 에 대해 $b/h > 25$ 이상으로 충분히 길게 할 필요가 있는 것으로 판단된다. 그리고, 수중방파제의 배후역에서 파랑이 진행하면서 최대수위 η_{max} 가 감소하는 것은 수중방파제의 배후역에 형성된 와의 크기와 그에 따른 난류강도의 영향으로 인하여 파랑에너지가 소산한 결과로 판단되고, 파랑에너지의 소산은 $x/h \approx 25$ ($x/L_{eff} \approx 1.86$)의 범위내에 집중되는 것으로 판단된다.

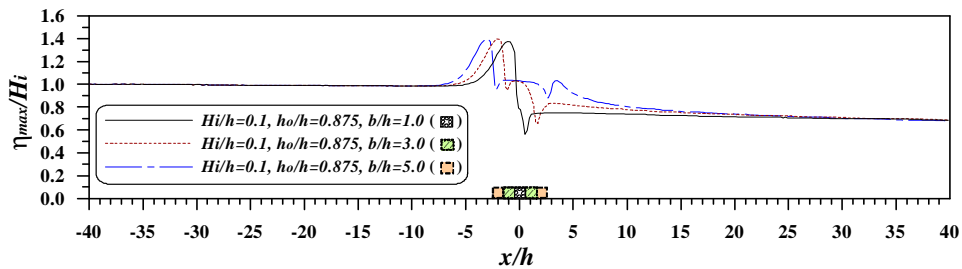


Fig. 4.5 Spatial distributions of maximum water surface elevation for the solitary wave according to the variations of cross section type of submerged breakwater

4.1.4 고립파의 전파시간

천단폭 b 의 변화에 따른 수중방파제의 배후역에 전달되는 고립파의 전파시간을 Fig. 4.3의 No. 5와 No. 7에서 측정된 수위의 시간변동 Fig. 4.4(e)와 Fig. 4.4(f)에 대해 최대수위가 측정된 각 시간의 차이 Δt 를 $(gh)^{1/2}$ 로 무차원화시켜 검토하며, 그 결과를 Fig. 4.6에 나타낸다. 그림으로부터 수중방파제의 배후역에는 b/h 가 증가할수록 파랑의 전파시간이 거의 선형적으로 지연되는 것을 알 수 있다. 이러한 원인은 유체저항길이와 수중방파제 배후역에서 와의 발생으로 인한 파랑에너지의 소산이 상이하기 때문인 것으로 판단되며, 수중방파제의 천단폭 b 가 보다 넓어질수록 배후역에서 파랑의 전파시간은 더욱 지연될 것으로 예측된다.

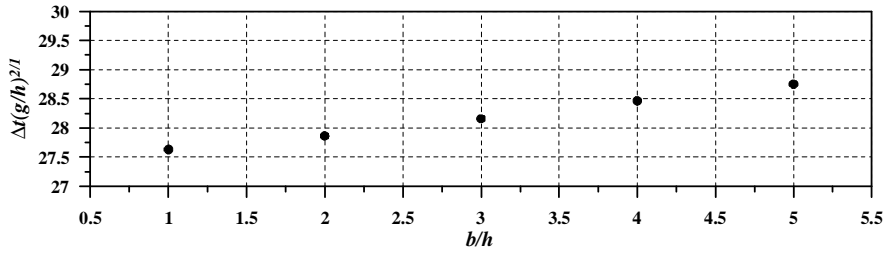


Fig. 4.6 Comparison of time lags of the solitary wave at the back of submerged breakwater according to the variation of crown width

4.1.5 고립파의 반사율과 전달율

고립파는 수중방파제에 의해 입사된 파랑의 일부가 반사되어 반사파로 되고, 일부는 수중방파제로 인해 파랑에너지가 소산되며, 나머지는 입사파의 방향으로 전파되는 전달파로 된다.

일반적으로 구조물의 성능평가는 구조물에 의한 입사파랑의 반사율 Kr 과 전달율 Kt 로부터 검토되며, 반사율 Kr 과 전달율 Kt 는 입사파고에 대한 반사된 파고 및 전달된 파고의 비로 각각 정의된다. 그러나, 이로부터 산정된 반사율 Kr 과 전달율 Kt 는 위치에너지 E_{pot} 와 운동에너지 E_{kin} 의 합으로 주어지는 파랑에너지 E_{total} 의 영향을 충분히 반영하고 있지 않으므로 구조물의 성능을 과대 및 과소평가할 수 있다(Lin, P. 2004).

본 연구에서는 수중방파제에 의한 고립파의 반사율 Kr 과 전달율 Kt 을 산정하기 위하여 Fig. 4.7의 수치파동수로를 대상으로 수중방파제의 중앙으로부터 육측과 해측방향으로 충분히 먼 거리로 판단되는 $x/L_{eff}=2.0$ 배가 되는 거리를 검사체적으로 고려한다.

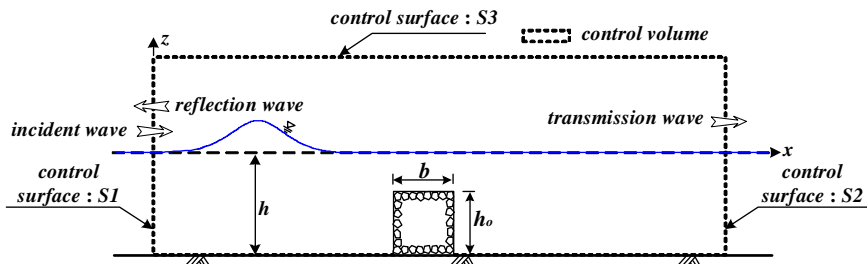


Fig. 4.7 Illustration of control volume(area within dot lines) for a two-dimensional free surface flow

이 때, 검사체적의 검사면 S3는 파랑에너지의 유·출입이 없는 충분한 거리에 위치한다. 따라서, 검사체적내에서는 식 (4.1)과 같이 에너지보존법칙이 성립한다.

$$EF_{inc} = EF_{ref} + EF_{trans} + EF_{loss} \quad (4.1)$$

여기서, EF_{inc} 는 검사체적내의 검사면 S1을 통해 입사되는 파랑에너지, EF_{ref} 는 수중방파제에 의해 검사면 S1을 통해 해측으로 반사되는 반사파의 파랑에너지를 나타내며, EF_{trans} 는 검사면 S2로 전달된 전달파의 파랑에너지를, EF_{loss} 는 검사체적내에서 소산된 파랑에너지를 각각 나타낸다. 특히, 본 연구에서 대상으로 하는 고립파의 경우 검사면 S1에서 입사파의 파랑에너지 EF_{inc} 와 반사파의 파랑에너지 EF_{ref} 가 Fig. 4.4(a)에서 확인할 수 있는 바와 같이 명확히 구분된다. 그리고, 검사면 S1을 통한 EF_{inc} , EF_{ref} 와 검사면 S2를 통한 EF_{trans} 는 각각 전술한 위치에너지 E_{pot} 와 운동에너지 E_{kin} 의 합으로 주어지며 총계산시간에 대하여 식 (4.2)~ 식 (4.4)과 같이 산정될 수 있다.

$$EF_{inc} = \int_{t=t_{start}}^{t=t_{cut}} E_{pot(S1)} dt + \int_{t=t_{start}}^{t=t_{cut}} E_{kin(S1)} dt \quad (4.2)$$

$$EF_{ref} = \int_{t=t_{cut}}^{t=t_{end}} E_{pot(S1)} dt + \int_{t=t_{cut}}^{t=t_{end}} E_{kin(S1)} dt \quad (4.3)$$

$$EF_{trans} = \int_{t=t_{start}}^{t=t_{end}} E_{pot(S2)} dt + \int_{t=t_{start}}^{t=t_{end}} E_{kin(S2)} dt \quad (4.4)$$

여기서, $t=t_{start}$ 은 계산의 시작시간을 나타내며, $t=t_{cut}$ 은 검사면 S1에서 입사파랑에너지와 반사파랑에너지를 분리한 시간, $t=t_{end}$ 는 검사체적내 유체운동이 거의 없을 때까지 소요된 총계산시간을 각각 나타낸다. 그리고, $E_{pot(S1)}$ 와 $E_{kin(S1)}$ 은 검사면 S1에서, $E_{pot(S2)}$ 와 $E_{kin(S2)}$ 은 검사면 S2에서 계산되는 각 계산스텝 dt 마다의 위치에너지와 운동에너지이다.

이상으로부터 수중방파제의 천단폭 b 의 변화에 따른 고립파의 반사율 Kr 과 전달을

Kt 는 식 (4.5)와 식 (4.6)을 이용하여 계산할 수 있으며, 그 결과를 Fig. 4.8에 제시한다. 그림을 살펴보면 b/h 가 크게 될수록 반사율 kr 은 다소 증가하고 전달율 kt 는 감소하는 경향을 나타낸다. 그러나, 본 연구의 범위내에서는 반사율 kr 과 전달율 kt 가 수중방파제의 천단폭 b 의 변화에 크게 변함없이 $kr \approx 0.49$ 와 $kt \approx 0.82$ 의 범위내에서 거의 일정한 값으로 주어지는 것을 확인할 수 있다. 특히, Fig. 4.5의 검토의 결과와 더불어 수중방파제의 천단폭 b 가 가장 긴 경우에 대해서도 수중방파제의 파랑제어기능은 크게 관찰되지 않으므로, 수중방파제의 파랑제어기능을 기대하기 위해서는 수중방파제의 천단폭 b 를 충분히 길게 할 필요가 있을 것으로 판단된다(김 등, 1994; Huang et al., 2003).

$$kr = \sqrt{\frac{EF_{ref}}{EF_{inc}}} \quad (4.4)$$

$$kt = \sqrt{\frac{EF_{trans}}{EF_{inc}}} \quad (4.5)$$

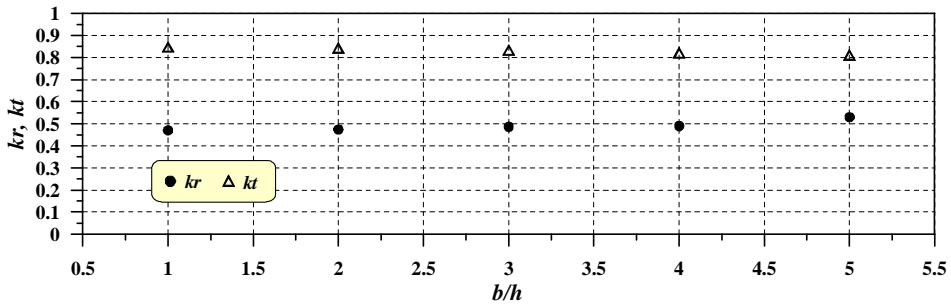
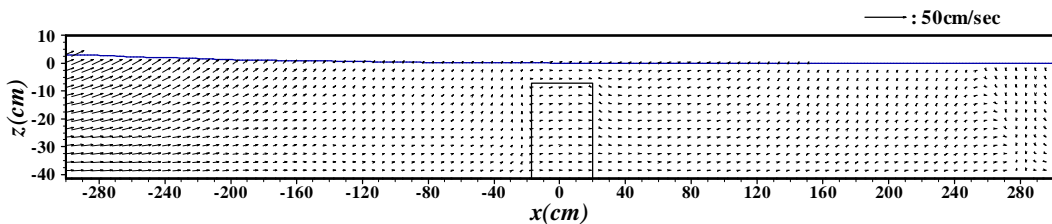


Fig. 4.8 Reflection and transmission coefficients for the solitary wave over submerged breakwater with different crown width

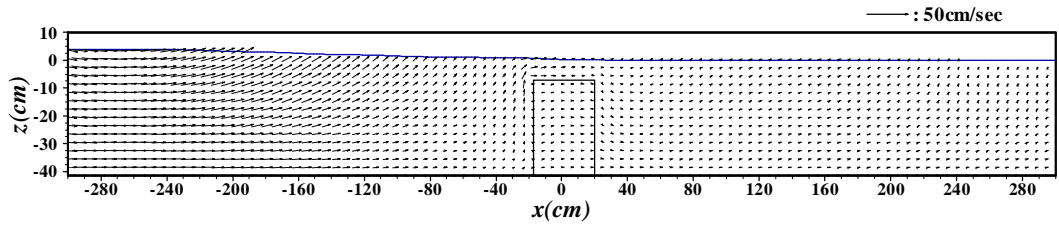
4.1.6 수중방파제의 주변파동장에서 유체입자의 속도

수중방파제의 천단폭 b 와 수심 h 의 비가 $b/h=1.0$, $b/h=3.0$, $b/h=5.0$ 인 경우에 대해 수중방파제의 주변에서 유체입자의 속도벡터 변화양상을 Fig. 4.9 ~ Fig. 4.11에 나타낸다. 그림

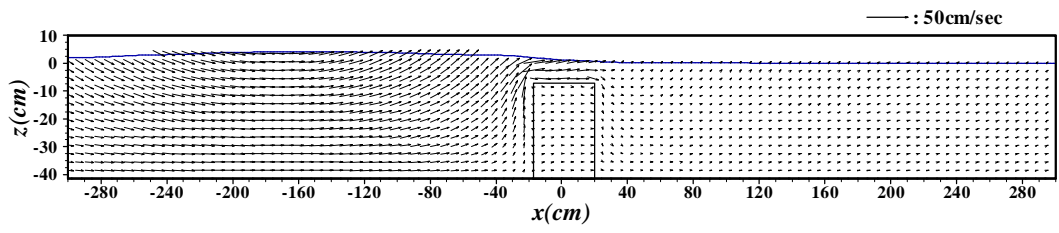
을 살펴보면 수중방파제를 통과하여 진행하는 유체입자의 전체적인 속도벡터의 변화는 고립파가 수중방파제의 전면부로 접근함에 따라 수중방파제에 의한 수심의 급변화로 인하여 비선형성분과로 발달하고, 이로부터 수중방파제의 전면부에서 속도벡터의 기울기가 급해지면서 수위가 상승하는 현상을 볼 수 있다. 그리고, 수중방파제의 천단상을 통과하는 파랑은 수심의 갑작스런 감소로 인한 운동에너지의 증가로 인하여 속도벡터의 크기가 상당히 증가하고, 천단을 통과하는 동안 속도벡터는 대부분 육측을 향하는 강한 흐름으로 되는 것을 확인할 수 있다. 육측의 수중방파제 천단 우각부의 근방에서는 천단을 통과한 유체입자의 빠른 속도벡터의 기울기가 하향으로 급하게 주어지며, 이와 더불어 수중방파제 배후에서는 수위가 증가하는 현상을 관찰할 수 있다. 특히, 수중방파제의 천단폭 b 가 넓을수록 수중방파제 배후에서 수위의 증가는 보다 큰 값으로 주어지고, 파의 분열현상도 보다 명확히 나타나는 것을 확인할 수 있다. 이와 같은 원인은 천단상을 진행하는 파랑이 수중방파제의 천단폭 b 가 넓을수록 천수의 영향을 보다 많이 받고, 그 결과 비선형성분의 파랑과 빠른 유체입자 속도벡터의 영향이 수중방파제에 있어서 배후의 수위변동에 보다 큰 영향으로 작용한 결과로 판단된다. 이후 수중방파제 우각부 근방의 배후역에서는 시계방향의 강한 와가 발생하기 시작하여 시간이 경과하면서 와의 크기는 더욱 증가하고, 그 분포범위는 해저면에까지 확장되어 나타난다. 또한, 와가 발생하는 수면상에는 수위가 다소 감소되는 것을 관찰할 수 있다. 한편, 파랑이 수중방파제를 완전히 통과한 후에도 수중방파제의 배후에는 충분히 발달한 와가 여전히 존재하며, 서서히 육측으로 이동되는 것을 관찰할 수 있다. 이와 같은 결과는 파랑이 수중방파제를 통과한 이후에 수중방파제 우각부 근방의 배후역에서 와가 발생하기 시작하고, 시간이 경과함에 따라 파랑의 이동속도에 비해 와의 이동속도가 상당히 지연되기 때문인 것으로 판단된다.



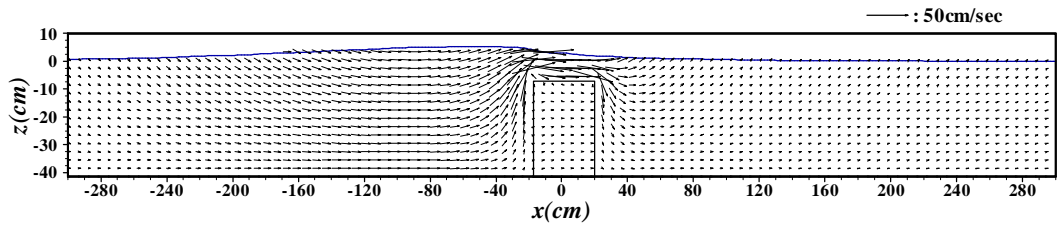
(a) $t(g/h)^{1/2}=47.27$



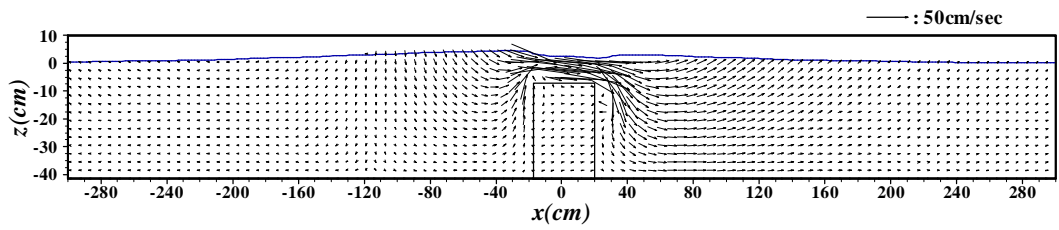
(b) $t(g/h)^{1/2}=49.74$



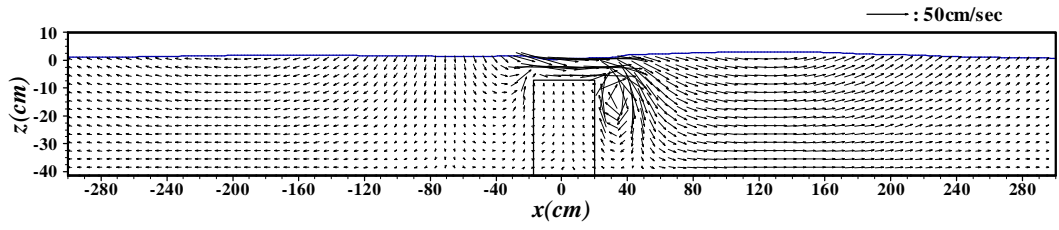
(c) $t(g/h)^{1/2}=52.22$



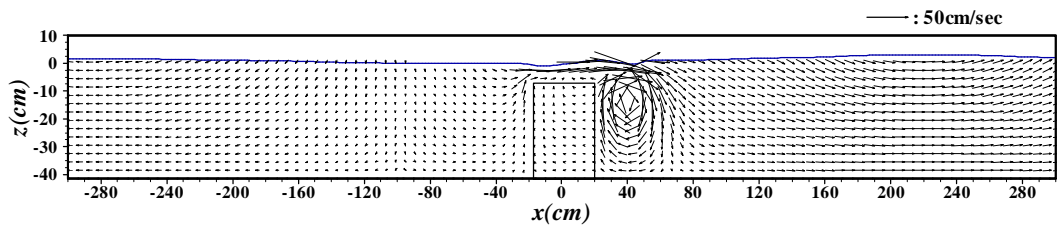
(d) $t(g/h)^{1/2}=54.69$



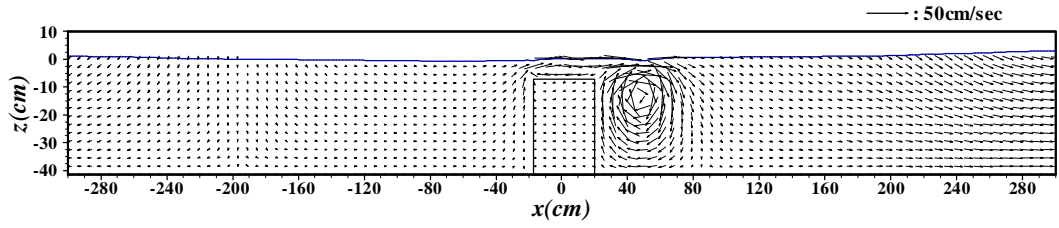
(e) $t(g/h)^{1/2}=57.17$



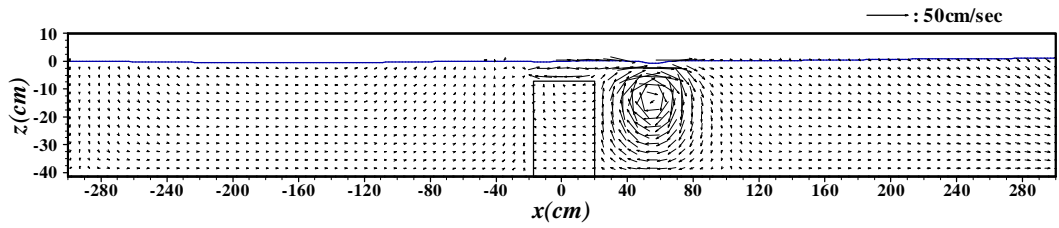
(f) $t(g/h)^{1/2}=59.64$



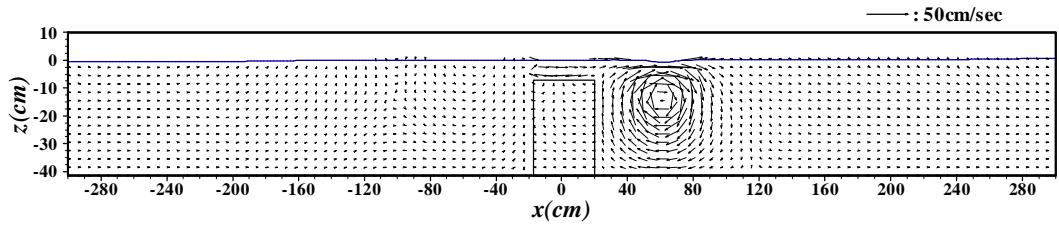
(g) $t(g/h)^{1/2}=62.12$



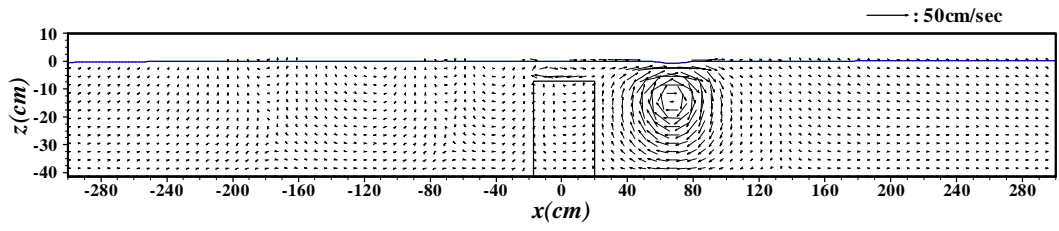
(h) $t(g/h)^{1/2}=64.59$



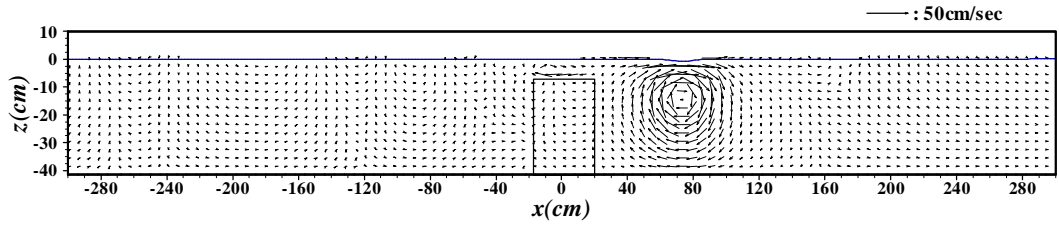
(i) $t(g/h)^{1/2}=67.07$



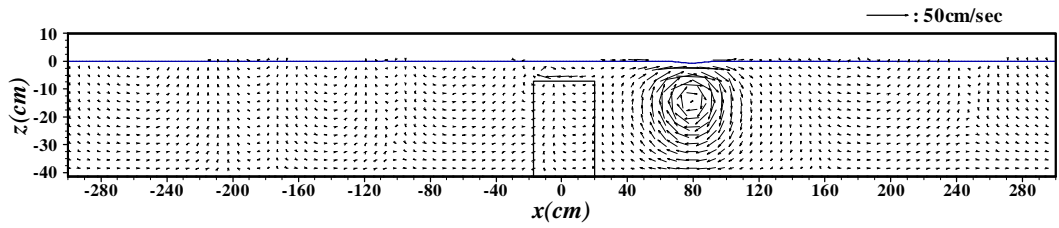
(j) $t(g/h)^{1/2}=69.54$



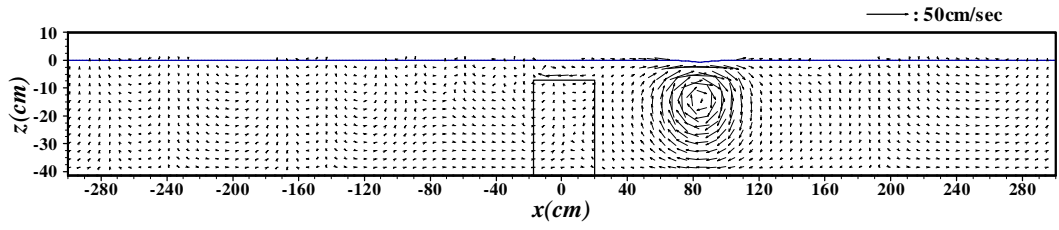
(k) $t(g/h)^{1/2}=72.02$



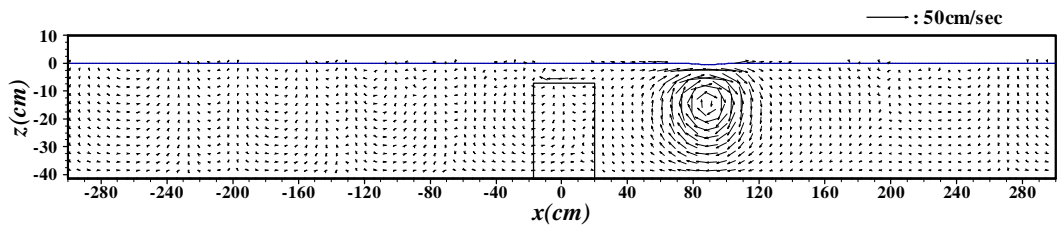
(l) $t(g/h)^{1/2}=74.49$



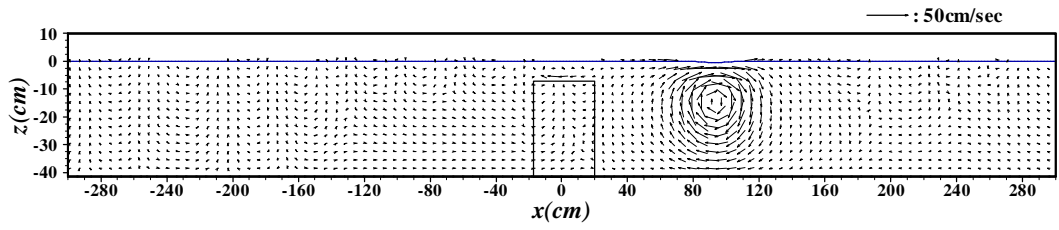
(m) $t(g/h)^{1/2}=76.97$



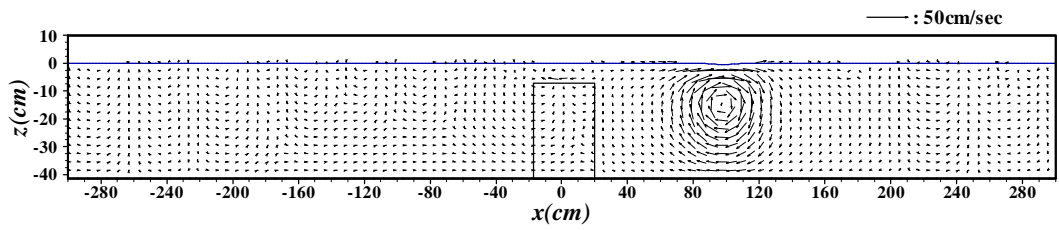
(n) $t(g/h)^{1/2}=79.44$



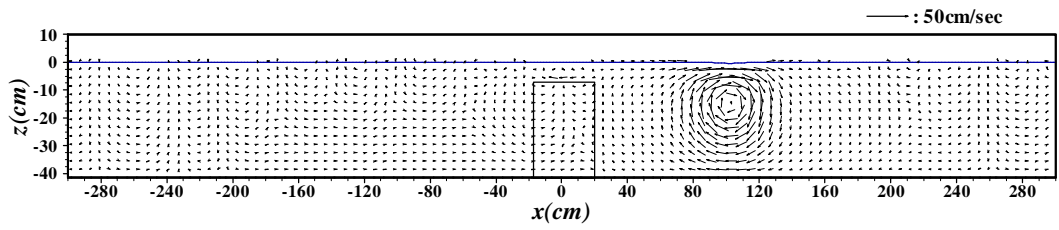
(o) $t(g/h)^{1/2}=81.92$



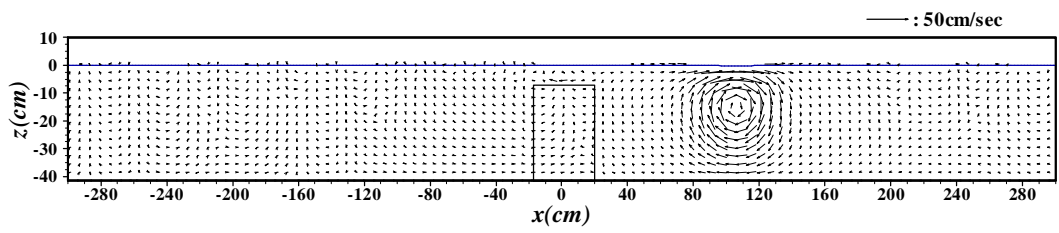
(p) $t(g/h)^{1/2}=84.39$



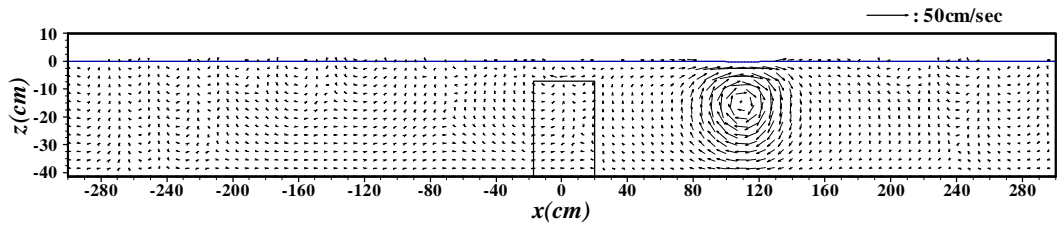
(q) $t(g/h)^{1/2}=86.87$



$$(r) \ t(g/h)^{1/2}=89.34$$

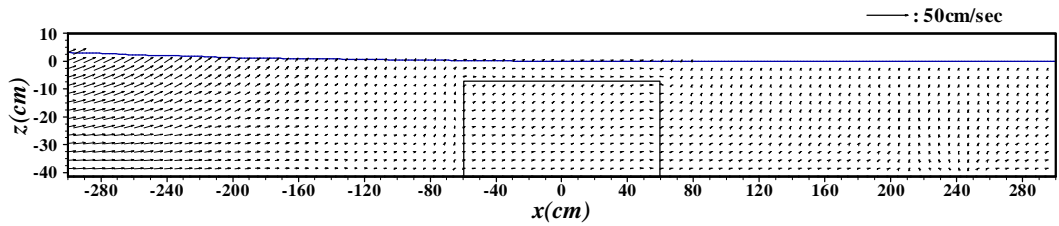


$$(s) \ t(g/h)^{1/2}=91.82$$

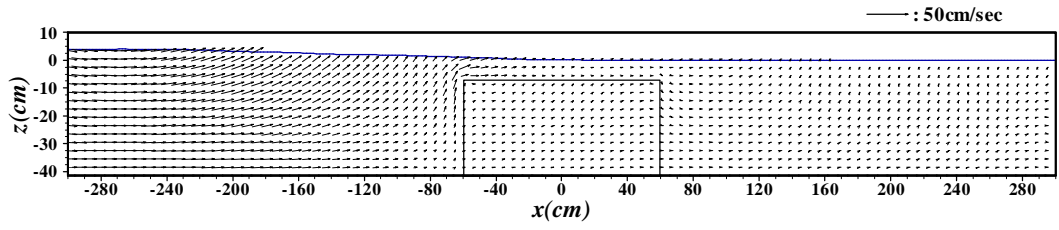


$$(t) \ t(g/h)^{1/2}=94.29$$

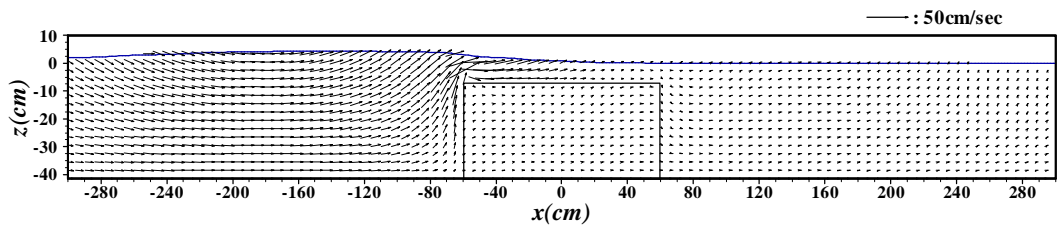
Fig. 4.9 Surface elevations and velocity fields at different times as a solitary wave of $H/h=0.1$ passing over a submerged breakwater with crest width of $b/h=1.0$



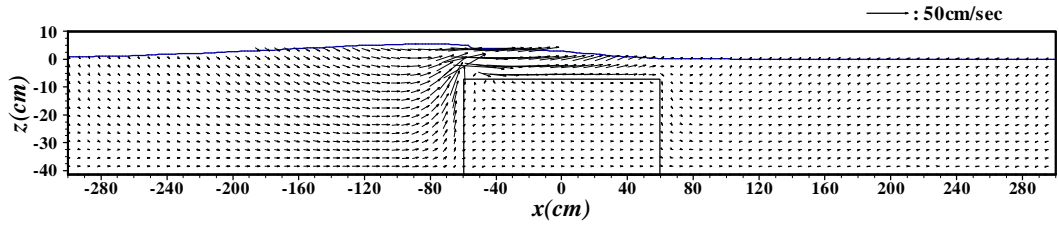
$$(a) \ t(g/h)^{1/2}=47.27$$



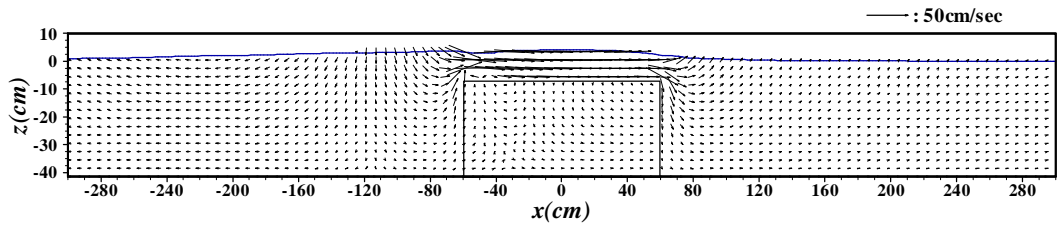
(b) $t(g/h)^{1/2}=49.74$



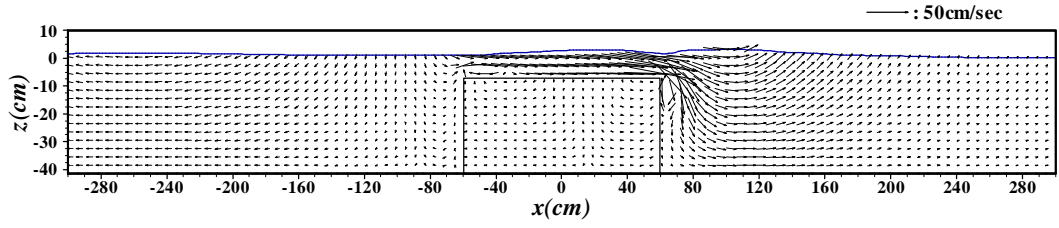
(c) $t(g/h)^{1/2}=52.22$



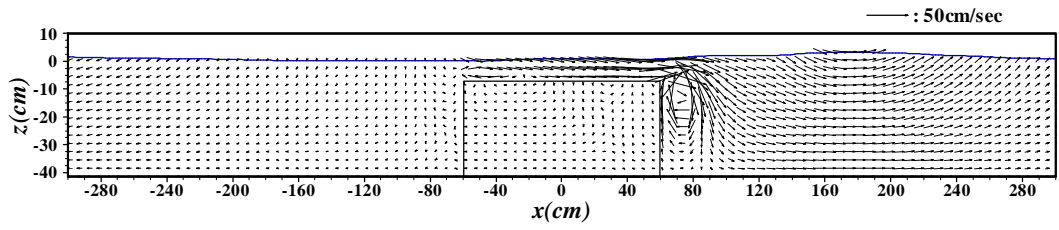
(d) $t(g/h)^{1/2}=54.69$



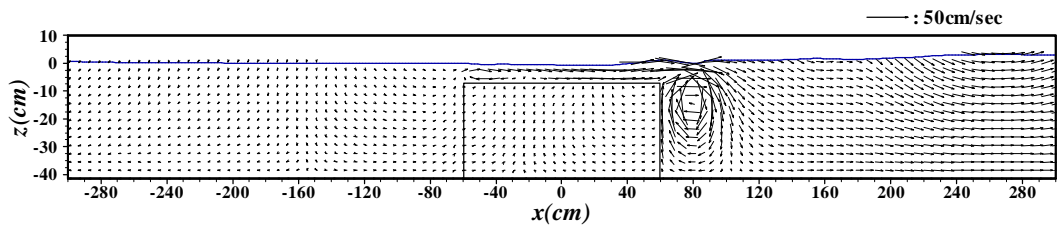
(e) $t(g/h)^{1/2}=57.17$



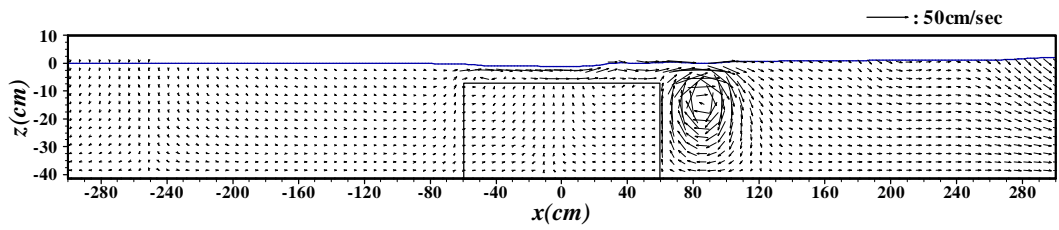
(f) $t(g/h)^{1/2}=59.64$



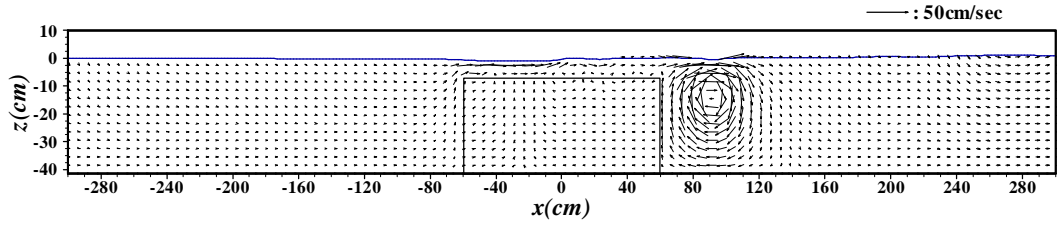
(g) $t(g/h)^{1/2}=62.12$



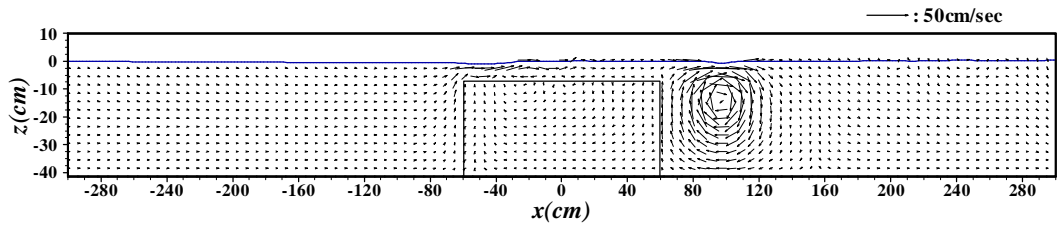
(h) $t(g/h)^{1/2}=64.59$



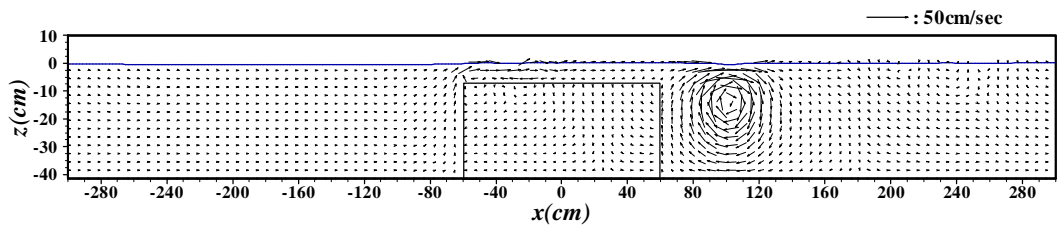
(i) $t(g/h)^{1/2}=67.07$



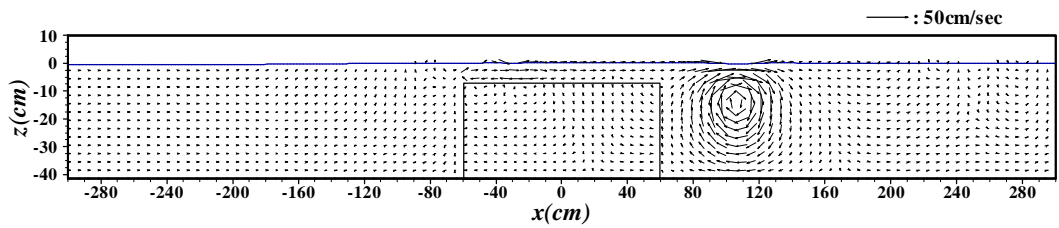
(j) $t(g/h)^{1/2}=69.54$



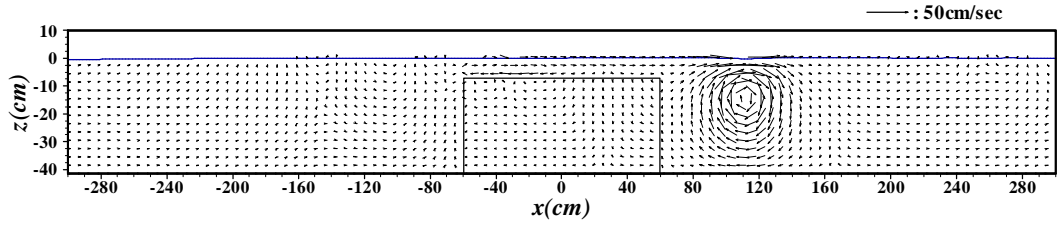
(k) $t(g/h)^{1/2}=72.02$



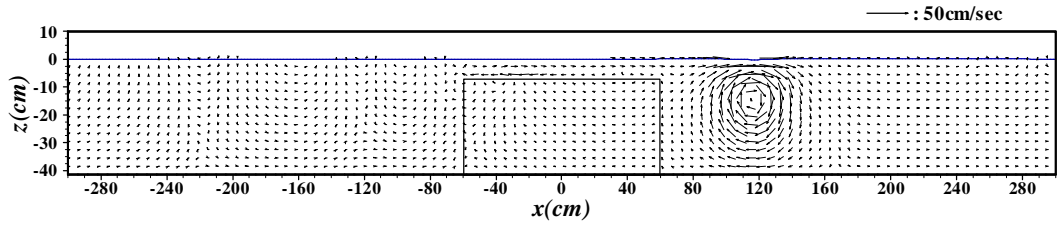
(l) $t(g/h)^{1/2}=74.49$



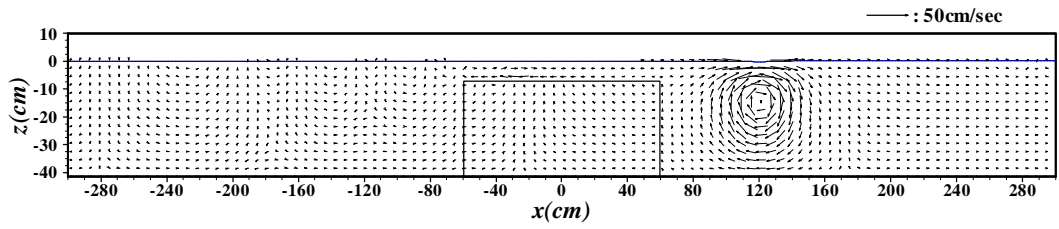
(m) $t(g/h)^{1/2}=76.97$



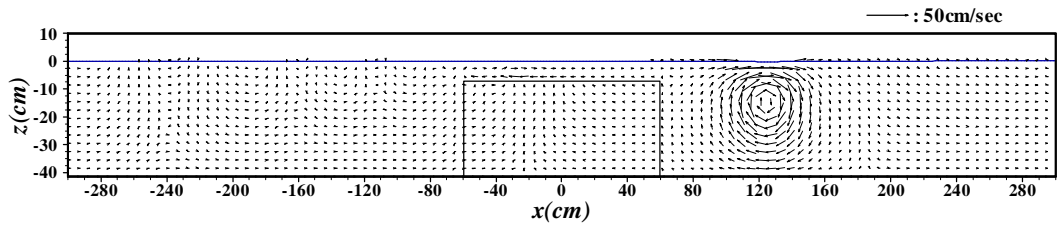
(n) $t(g/h)^{1/2}=79.44$



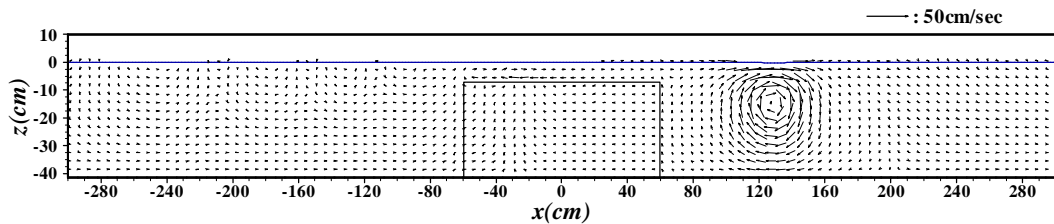
(o) $t(g/h)^{1/2}=81.92$



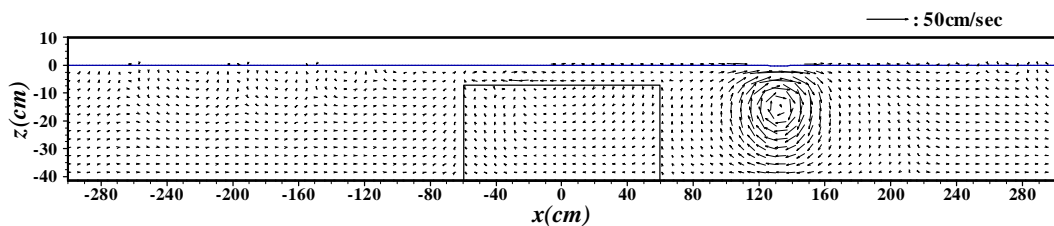
(p) $t(g/h)^{1/2}=84.39$



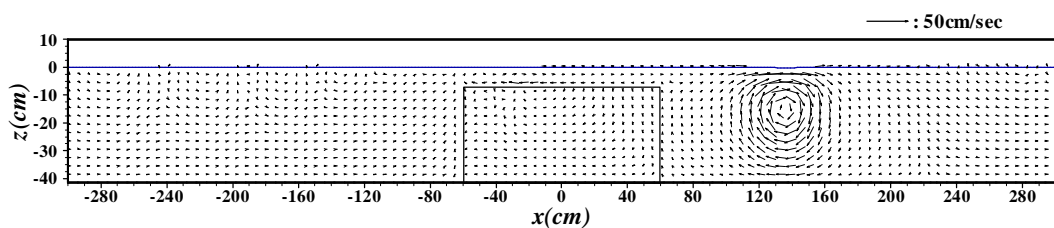
(q) $t(g/h)^{1/2}=86.87$



$$(r) \ t(g/h)^{1/2}=89.34$$

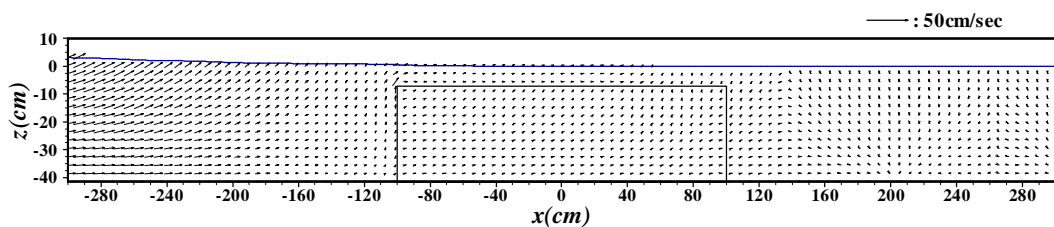


$$(s) \ t(g/h)^{1/2}=91.82$$

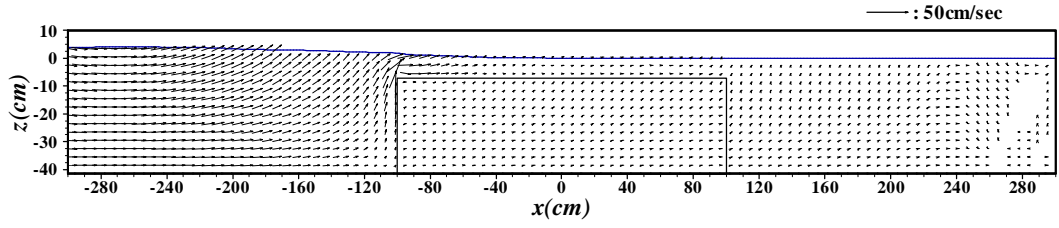


$$(t) \ t(g/h)^{1/2}=94.29$$

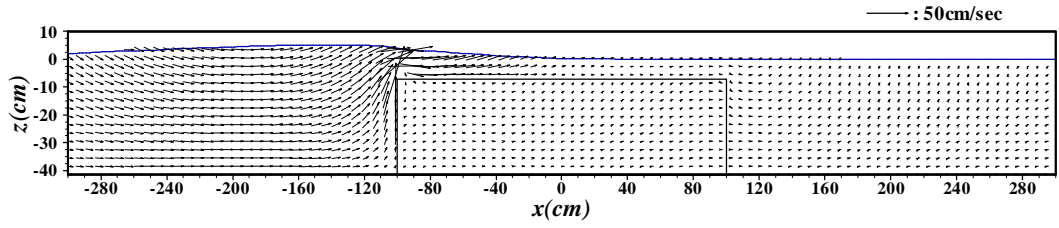
Fig. 4.10 Surface elevations and velocity fields at different times as a solitary wave of $H_t/h=0.1$ passing over a submerged breakwater with crest width of $b/h=3.0$



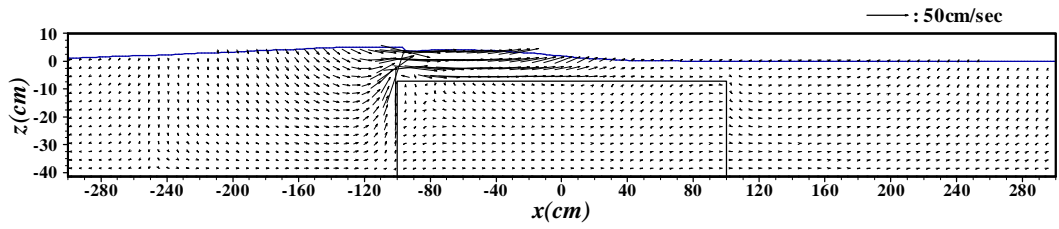
$$(a) \ t(g/h)^{1/2}=47.27$$



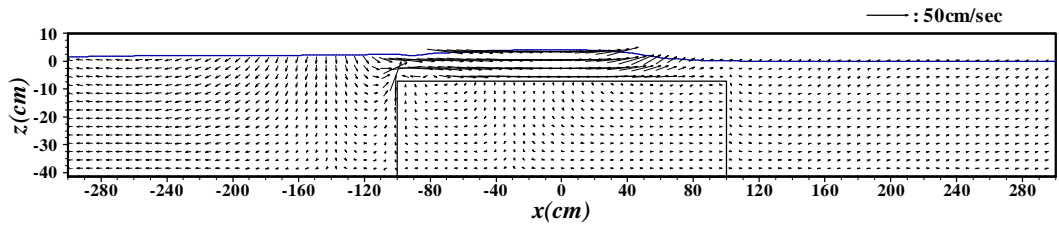
(b) $t(g/h)^{1/2}=49.74$



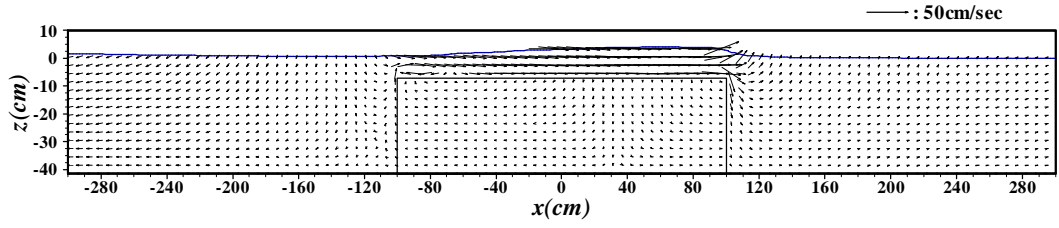
(c) $t(g/h)^{1/2}=52.22$



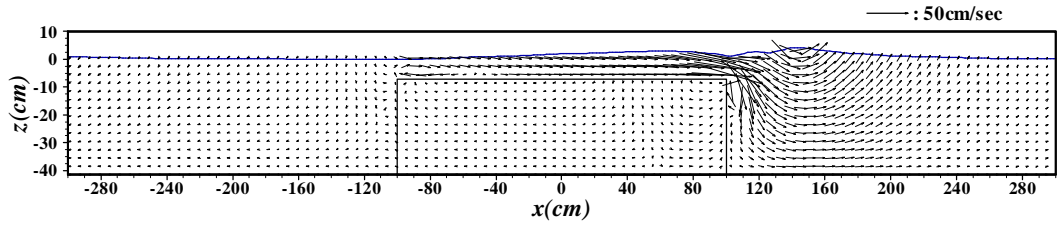
(d) $t(g/h)^{1/2}=54.69$



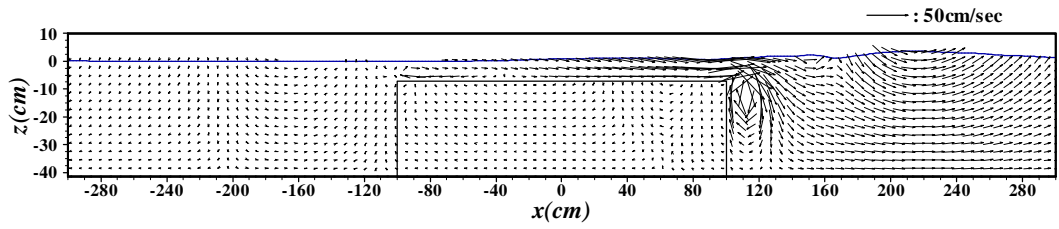
(e) $t(g/h)^{1/2}=57.17$



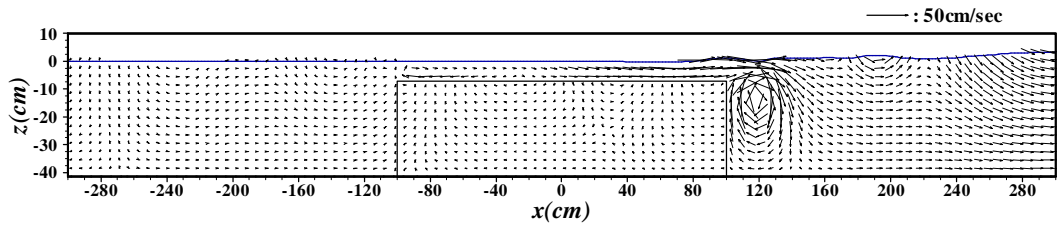
$$(f) \ t(g/h)^{1/2}=59.64$$



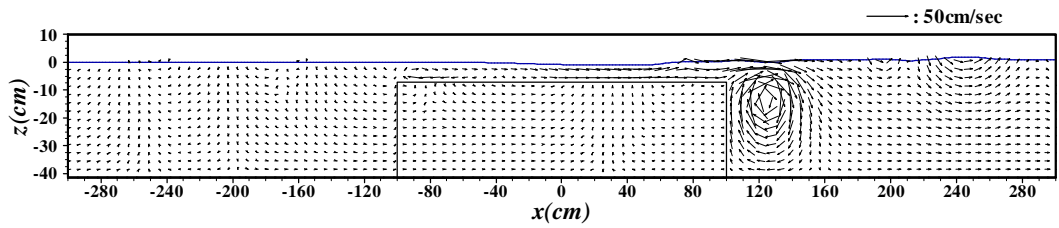
$$(g) \ t(g/h)^{1/2}=62.12$$



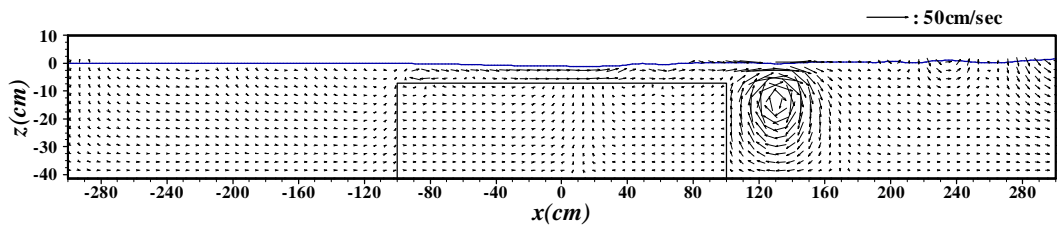
$$(h) \ t(g/h)^{1/2}=64.59$$



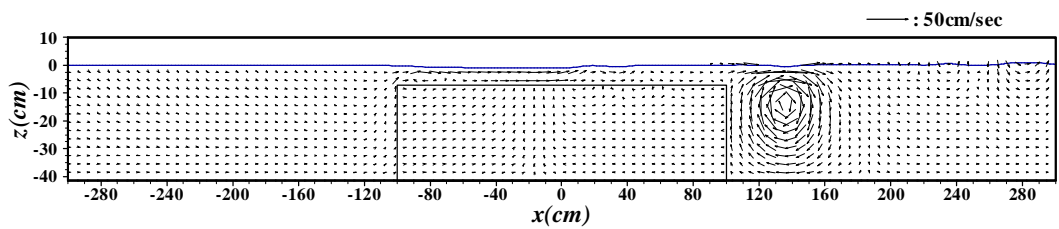
$$(i) \ t(g/h)^{1/2}=67.07$$



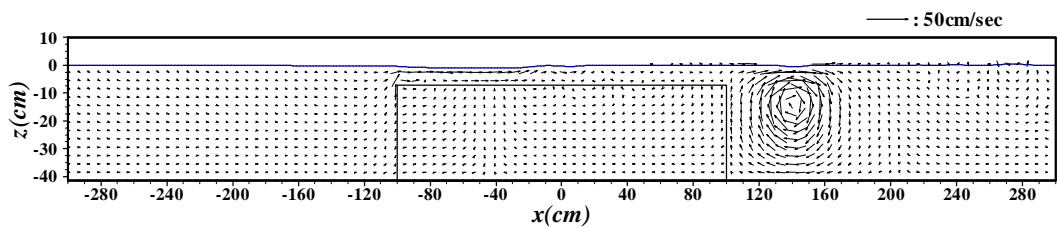
(j) $t(g/h)^{1/2}=69.54$



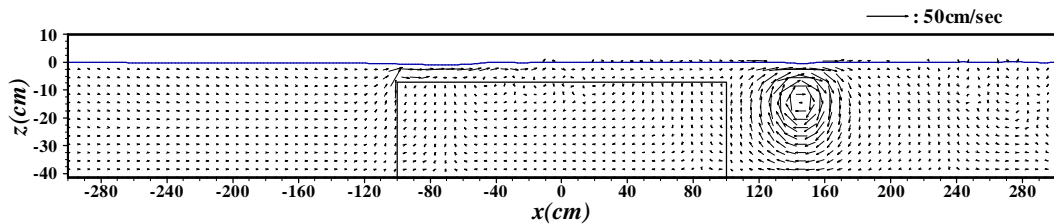
(k) $t(g/h)^{1/2}=72.02$



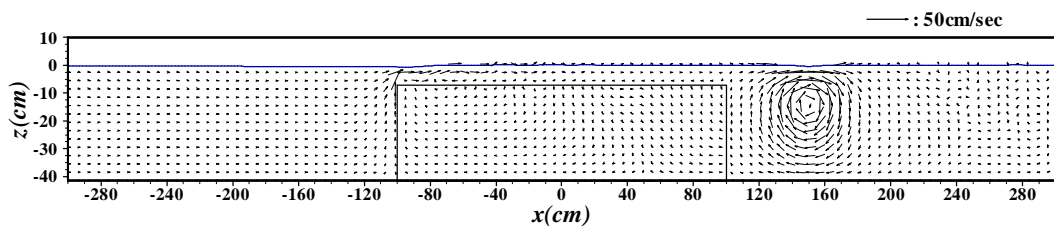
(l) $t(g/h)^{1/2}=74.49$



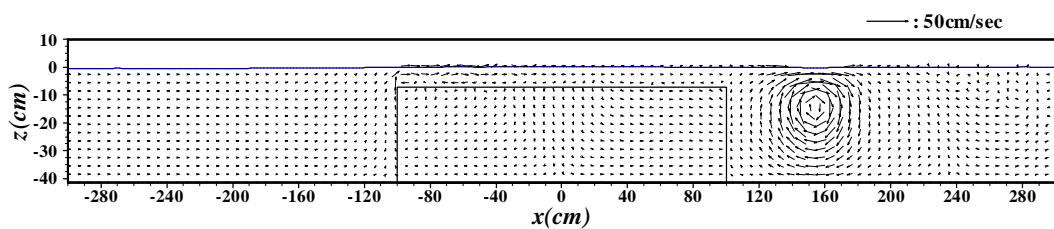
(m) $t(g/h)^{1/2}=76.97$



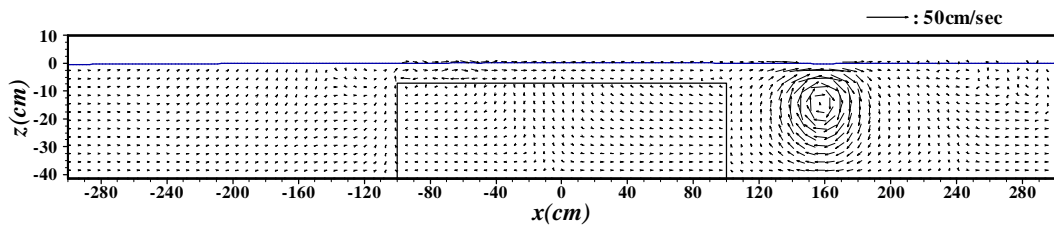
(n) $t(g/h)^{1/2}=79.44$



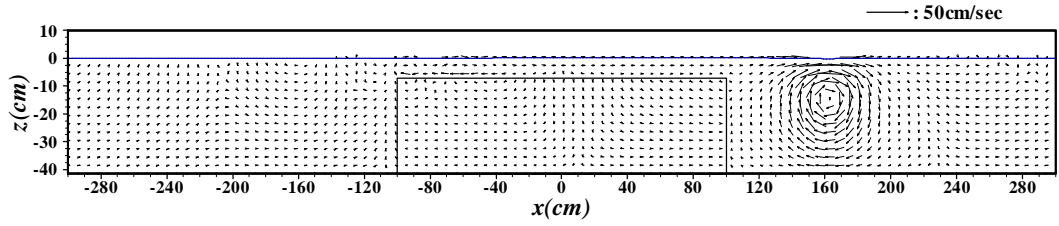
(o) $t(g/h)^{1/2}=81.92$



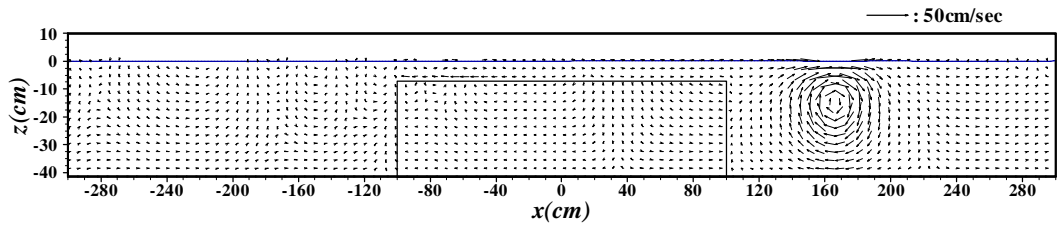
(p) $t(g/h)^{1/2}=84.39$



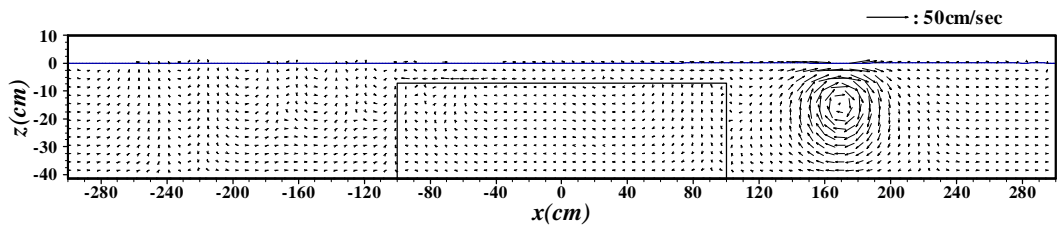
(q) $t(g/h)^{1/2}=86.87$



$$(r) \ t(g/h)^{1/2}=89.34$$



$$(s) \ t(g/h)^{1/2}=91.82$$



$$(t) \ t(g/h)^{1/2}=94.29$$

Fig. 4.11 Surface elevations and velocity fields at different times as a solitary wave of $H/h=0.1$ passing over a submerged breakwater with crest width of $b/h=5.0$

4.2 고립파와 이열수중방파제와의 상호간섭

4.2.1 파랑변형

4.1절에서 살펴본 바와 같이 수중방파제는 일반적으로 일렬로 설치하여 파랑제어를 기하지만 수중에 설치되기 때문에 결국 천단상의 통과수역을 통한 수송에너지가 탁월하므로 파랑제어기능이 저하되는 단점을 지닌다. 파랑제어기능을 향상시키기 위해서는 수중방파제를 광폭으로 하여 천단상에서 수중방파제와 파랑과의 마찰효과를 이용하던지, 천단을 정수면의 근처에 두어 천단상에서 강제쇄파로 인한 에너지소실을 이용한다던지 하여 배후해역으로의 침입파를 저감시킬 필요가 있다. 이와 같은 경우에 상대적으로 수중방파제의 소요재료량(단면적)이 증가되므로 시공비가 막대하게 소용된다는 결점이 있다(김 등, 1994).

본 절에서는 Fig. 4.12에 보인 바와 같이 2차원수치파동수로에 4.1절의 일렬수중방파제와 동일한 재료(평균입경 $D_p=2.0\text{cm}$, 공극률 $\varepsilon_x=\varepsilon_y=\varepsilon_z=0.4$)로 구성되는 이열수중방파제를 상정하고, 이열수중방파제의 배치간격 l 과 해저면으로부터 수중방파제의 천단까지의 높이 h_o 를 조절함으로써 고립파와 같은 장주기파랑의 제어기능의 향상을 도모함과 동시에 시공비의 절약을 기하여 일렬수중방파제가 갖는 단점을 보완하고자 한다. 이 때, 적용한 고립파의 입사진폭은 $H_i=4\text{cm}$ 로 $H_i/h=0.1$ 이며, 각 수중방파제의 천단폭 b 는 40cm 로 일정하다. 그리고, 이열수중방파제의 배치간격은 $l/L_{eff}=0.1\sim 1.0$ 으로 0.1 씩 증가시켰으며, 증가된 각각의 l/L_{eff} 에 대하여 해저면으로부터 수중방파제의 천단까지의 높이 h_o 는 $h_o/h=0.925(q=3\text{cm})$, $0.875(q=5\text{cm})$, $0.825(q=7\text{cm})$ 로 변화시키면서 검토를 수행하였다.

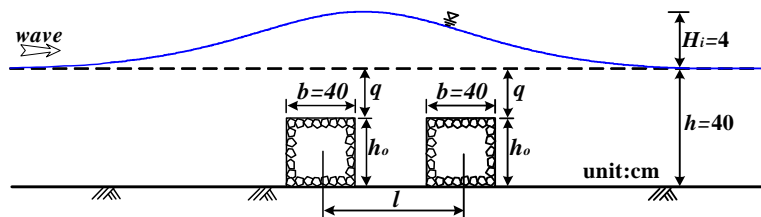
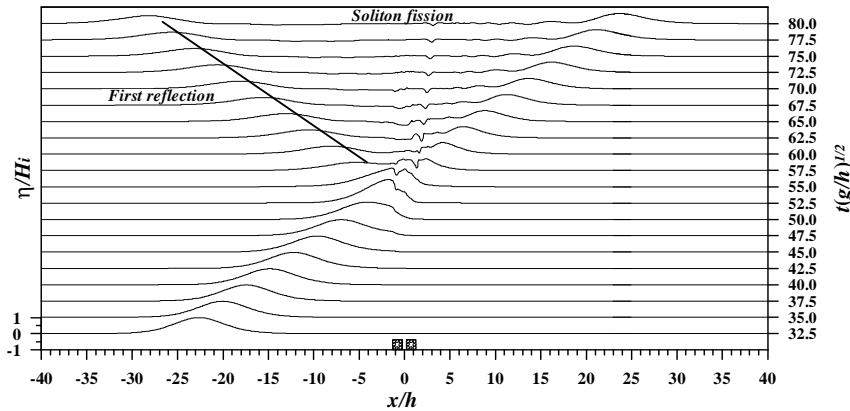
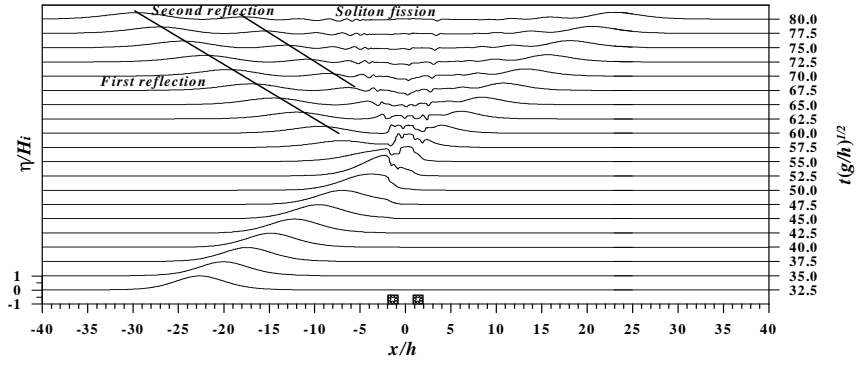


Fig. 4.12 Schematic diagram of numerical wave tank used for wave transformation of a solitary wave due to two-row submerged breakwater

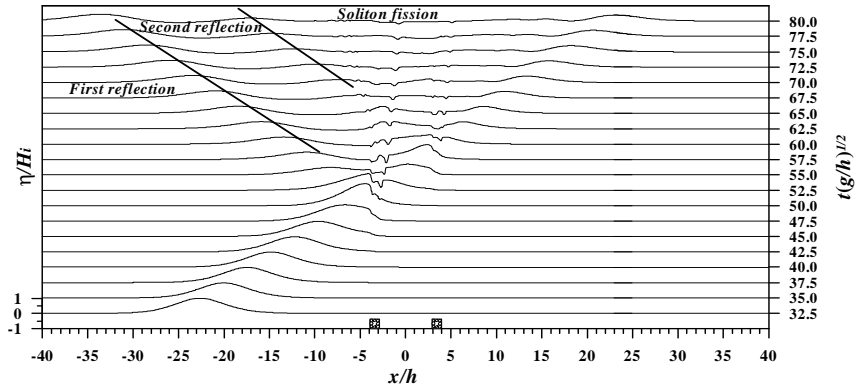
Fig. 4.13은 $h_o/h=0.925$, 즉 수중방파제의 천단고 $q=3\text{cm}$ 의 경우에 수중방파제의 주변과 동장에서 공간변화를 무차원시간 $t(g/h)^{1/2}=32.5\sim 80.0$ 에 대하여 연속해서 나타낸 것이다. Fig. 4.13(a)를 살펴보면 일렬수중방파제의 경우와 거의 동일한 형태로 파랑이 반사되어 해측으로 진행되는 반면, 수중방파제의 배치간격 l/L_{eff} 가 넓어질수록(Fig. 4.13(b) ~ Fig. 4.13(d)) 해측에서는 파랑의 반사가 연속해서 나타나는 것을 확인할 수 있다. 그리고, 해측에서 관찰되는 첫번째 반사와 두번째 반사 사이의 거리는 수중방파제의 배치간격이 넓어질수록 길게 되는 것을 알 수 있다. 이와 같이 수중방파제의 배치간격에 따른 파랑의 반사형태가 일렬수중방파제의 경우와 상이한 원인은 해측의 수중방파제를 통과한 파랑이 육측의 수중방파제로 인하여 영향을 받기 때문이며, Fig. 4.13(b) ~ Fig. 4.13(d)에 제시된 수중방파제의 배치간격내에서 파동장의 변화를 살펴보면 알 수 있다. 전체적으로 수중방파제를 통과하는 파랑은 분열현상이 동반되며, 수중방파제를 통과한 후에 육측으로 진행되는 파랑은 입사파와 거의 동일한 형상으로 진행되는 것을 확인할 수 있다.



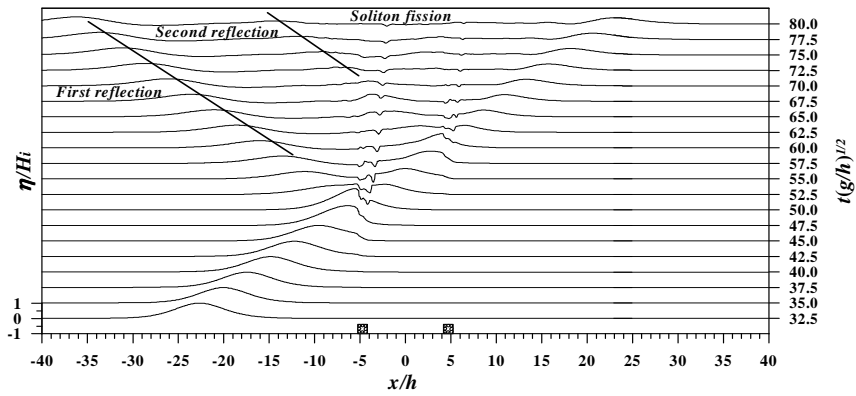
(a) $l/L_{eff}=0.1$



(b) $l/L_{eff}=0.2$



(c) $l/L_{eff}=0.5$



(d) $l/L_{eff}=0.7$

Fig. 4.13 Snap shots for the wave transformation of a solitary wave passing over two-row submerged breakwater in case of $h_o/h=0.925$ ($q=3\text{cm}$)

4.2.2 수위변동

수중방파제의 배치간격 lL_{eff} 과 해저면으로부터 천단까지의 거리 h_o/h 의 변화에 따른 수중방파제에서 주변파동장의 변화를 Fig. 4.14의 수치파동수로 내에 설치된 각 지점에서의 파고계로부터 측정된 수면형의 시간과형을 통하여 보다 상세히 검토하며, 검토의 결과를 Fig. 4.15 ~ Fig. 4.21에 제시한다.

Fig. 4.15와 Fig. 4.16를 살펴보면 수중방파제의 해측에서는 수중방파제에 의해 반사된 파랑이 입사한 파랑과 명확히 구별되어 해측으로 진행하는 것을 확인할 수 있다. 그리고, 수중방파제의 배치간격이 가장 좁은 $lL_{eff}=0.1$ 의 경우 해측에서 측정되는 수면형의 시간변동 (Fig. 4.15(a), Fig. 4.16(b))에 대해 Fig. 4.4(a), Fig. 4.5(b)에서 검토한 일렬수중방파제에 대한 검토의 결과와 큰 차이는 관찰되지 않는다. 이러한 원인은 수중방파제의 배치간격이 좁은 경우 육측에 설치된 수중방파제의 영향이 수중방파제의 배치간격내에서 파랑의 진동 현상에 큰 영향을 미치지 않은 결과로 판단된다. 한편, 수중방파제의 배치간격이 $lL_{eff}=0.1$ 인 경우를 제외하면 해측에 설치된 수중방파제에 의해 첫번째 반사된 파랑이, 육측에 설치된 수중방파제로 인해 두번째 반사된 파랑이 해측으로 진행하는 것을 관찰할 수 있다. 특히, 첫번째로 반사된 파의 경우 구조물의 배치간격에 관계없이 거의 동일할 형태를 나타내는 반면, 두번째로 반사된 파의 경우는 수중방파제의 배치간격이 넓을수록 수면형의 시간변동에 비선형성이 크게 되는 것을 알 수 있다. 그리고, 반사파는 해측에 설치된 수중방파제에 의해 가장 큰 영향을 받으며, 반사파의 최대치는 h_o/h 가 클수록 보다 크게 되는 것을 알 수 있다. 한편, 수중방파제의 천단상에서 수위의 시간변동 (Fig. 4.17)은 수심변화로 인하여 수위가 급격히 상승하며, h_o/h 가 클수록 수위상승고는 보다 크게 나타난다.

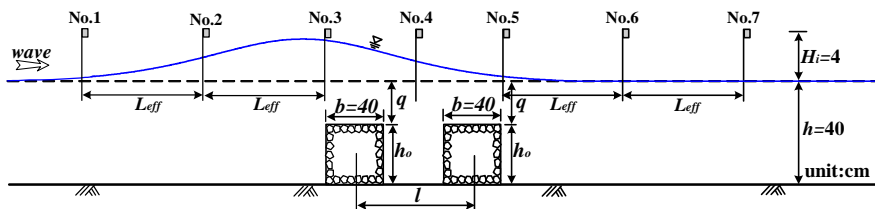


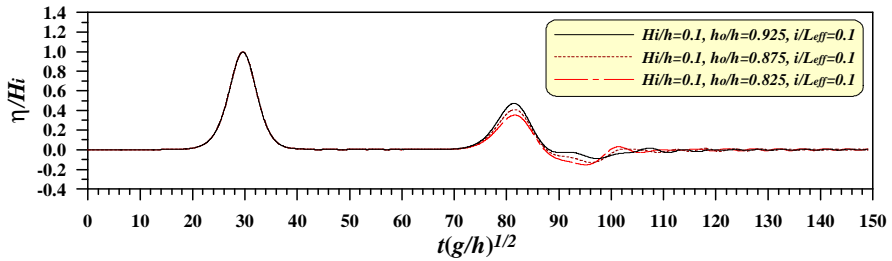
Fig. 4.14 Measuring points of water surface elevation for the a solitary wave at different locations in numerical wave tank

수중방파제의 배치간격내에서 수위의 시간변동(Fig. 4.18)을 살펴보면 수중방파제의 배치간격내에서는 수위의 진동현상이 관찰되고, 이러한 경향은 수중방파제의 배치간격이 넓은 경우에 보다 명확히 나타나는 것을 알 수 있다. 그리고, 수중방파제의 배치간격이 $l/L_{eff}=0.1$ 인 경우를 제외하면 h_o/h 가 가장 작은 경우에 수위의 최대치가 가장 크게 되는 것을 알 수 있다. 이러한 원인은 해측에 설치된 수중방파제의 h_o/h 가 클수록, 즉 수중방파제의 통과수역이 짧을수록 파랑에너지의 전달이 작게된 결과이다. 더불어 천수효과로 인해 천단상을 진행하는 파랑의 유체입자의 속도벡터는 빨리지고, 그 결과 수중방파제의 배후역에 형성되는 와의 크기와 파랑에너지소산의 영향이 h_o/h 가 클수록 보다 크게 된 결과로 판단된다.

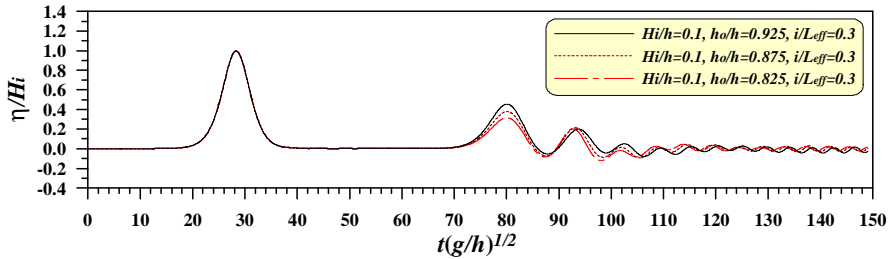
Fig. 4.19는 육측에 설치된 수중방파제에서 천단의 우각부에 설치된 No.5에서 수위의 시간변동을 나타낸 것이다. 결과를 살펴보면 Fig. 4.19(a)를 제외하면 입사파고에 대해 파고의 감쇠가 명확히 관찰되며, 특히 Fig. 4.4(e)의 $b/h=3.0$, $b/h=5.0$ 을 갖는 일렬수중방파제에 대한 검토의 결과와 비교하면 보다 적은 소요재료량(단면적)으로 구성되는 본 연구의 이열수중방파제가 보다 탁월한 파고감쇠효과를 나타낸다. 그리고, 수중방파제의 천단을 통한 통과수역이 일렬수중방파제보다 넓은 경우인 본 연구의 $h_o/h=0.825$ 에 대해서도 파고감쇠효과는 일렬수중방파제와 대등하거나 혹은 보다 탁월하다는 것을 알 수 있다. 전체적으로 파고감쇠효과는 h_o/h 가 클수록 크게 되며, 이와 같은 원인은 앞서 기술한 바와 같이 수중방파제 배치간격내에서의 와동현상과 h_o/h 의 변화에 따른 유체저항길이가 증가한 결과로 판단된다.

Fig. 20과 Fig. 21은 파랑이 수중방파제를 통과한 후에 수중방파제의 배후역에서 파고변화를 살펴본 것으로, Fig. 20은 수중방파제에서 천단의 우각부로부터 $l/L_{eff}=1.0$ 의 위치에서, Fig. 21은 $l/L_{eff}=2.0$ 의 위치에서 측정한 수위의 시간변동이다. 전체적으로 h_o/h 가 크게 될수록 수중방파제의 배후역에서 파고는 작아지는 것을 알 수 있다. 그리고, Fig. 4.22는 수중방파제의 배치간격 l/L_{eff} 과 해저면으로부터 천단까지의 거리 h_o/h 의 변화에 따른 수중방파제의 배후역에서 파랑의 전파시간을 검토한 것으로, Fig. 4.14의 No. 5와 No. 7에서 측정된 수위의 각 시간변동(Fig. 4.19, Fig. 4.21)에 대하여 최대수위가 측정된 시간의 차이 Δt 를 $(gh)^{1/2}$ 로 무차원화하여 나타내었다. 결과로부터 수중방파제의 배후역에서는 h_o/h 가 크

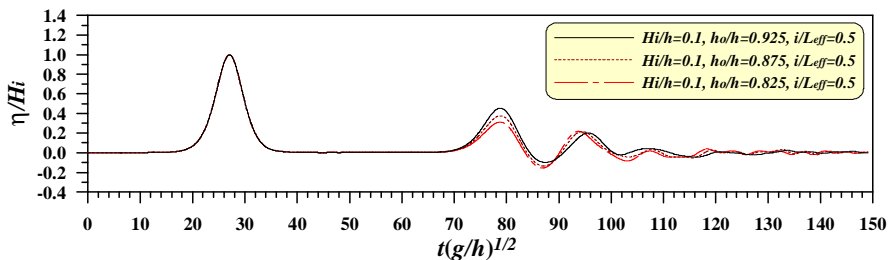
게 될수록 파랑의 전파시간이 지연되는 것을 알 수 있다. 특히, $h_o/h=0.875$ 에 대해 동일한 소요재료량(단면적)으로 구성되는 Fig. 4.6의 일렬수중방파제 $b/h=2.0$ 과 비교하여 본 연구의 이렬수중방파제가 파랑의 전파시간에 보다 지연되는 결과를 제시하고 있고, 보다 많은 소요재료량(단면적)으로 구성되는 일렬수중방파제 $b/h=3.0$ 와도 거의 대등한 정도의 파랑전파시간의 지연이 관찰된다. 이로부터 이렬수중방파제의 설치로 인하여 배치간격 내에서는 육측으로 향하는 유속이 크게 감소하는 것으로 판단되며, 그 결과 육측에 설치된 수중방파제의 천단을 통한 파랑의 운동에너지는 감소하므로 수중방파제의 배후역에서 파랑에너지의 전달은 지연되는 것으로 판단된다.



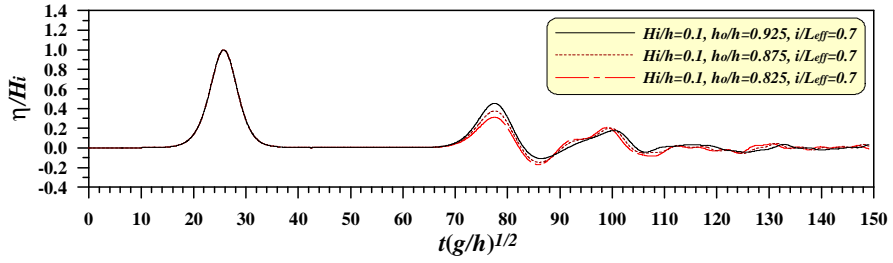
(a) $L_{eff}/h=0.1$



(b) $L_{eff}/h=0.3$

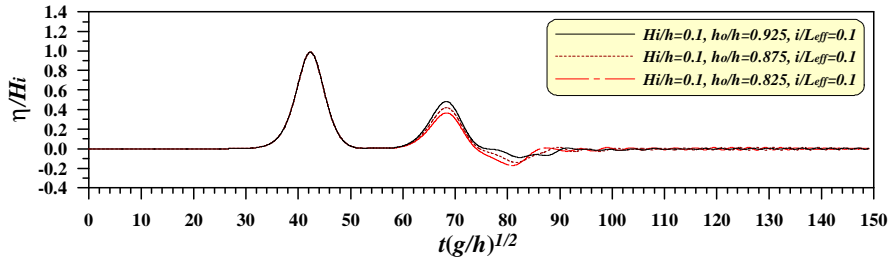


(c) $L_{eff}/h=0.5$

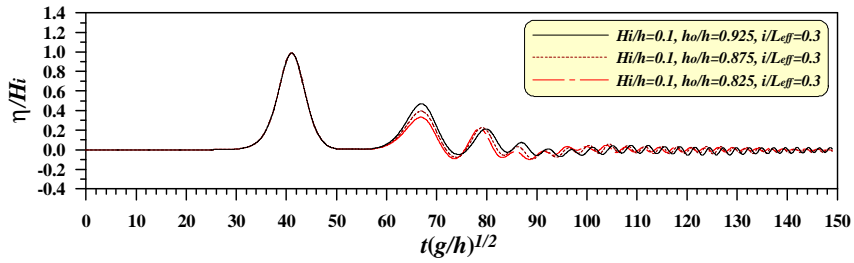


(d) $l/L_{eff}=0.7$

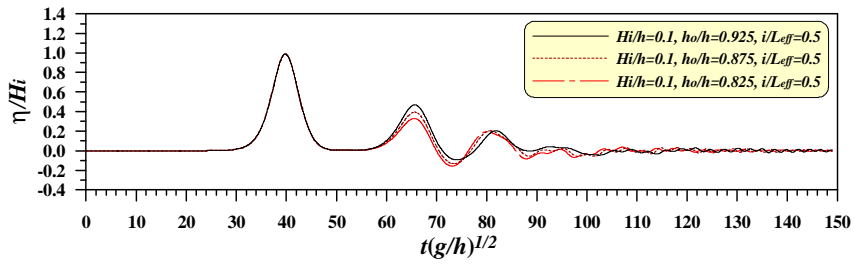
Fig. 4.15 Time variations of water surface elevation for the a solitary wave at No. 1 point in numerical wave tank



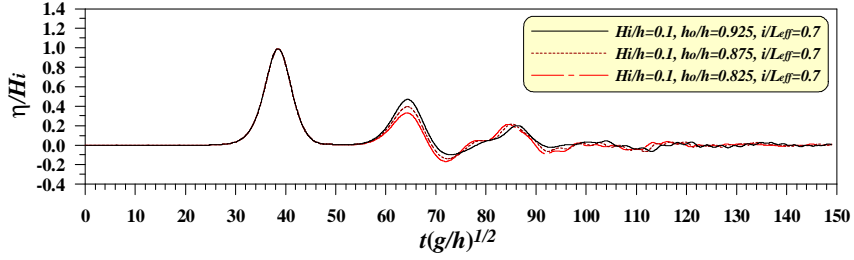
(a) $l/L_{eff}=0.1$



(b) $l/L_{eff}=0.3$

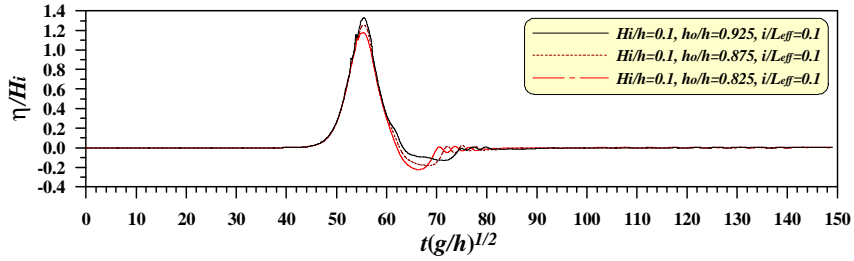


(c) $l/L_{eff}=0.5$

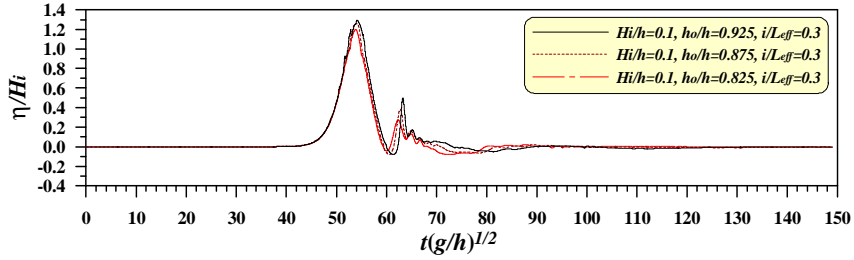


(d) $l/L_{eff}=0.7$

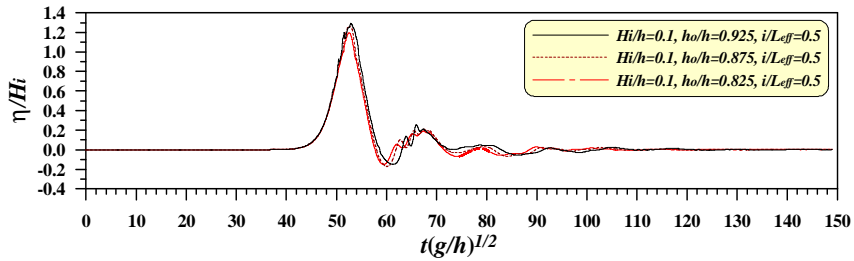
Fig. 4.16 Time variations of water surface elevation for the a solitary wave at No. 2 point in numerical wave tank



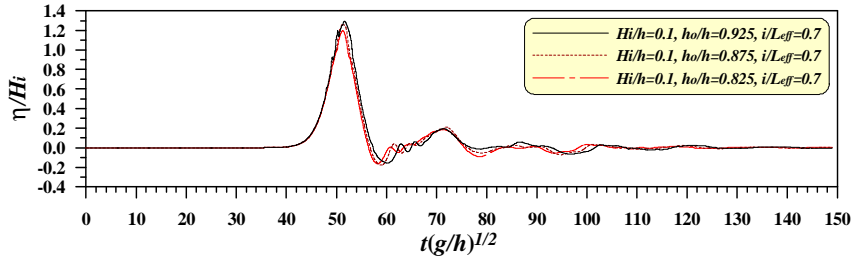
(a) $l/L_{eff}=0.1$



(b) $l/L_{eff}=0.3$

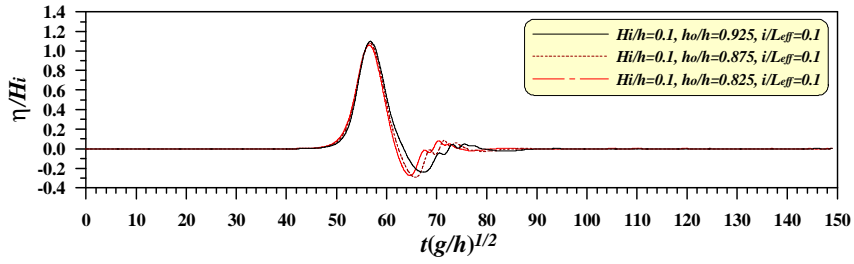


(c) $l/L_{eff}=0.5$

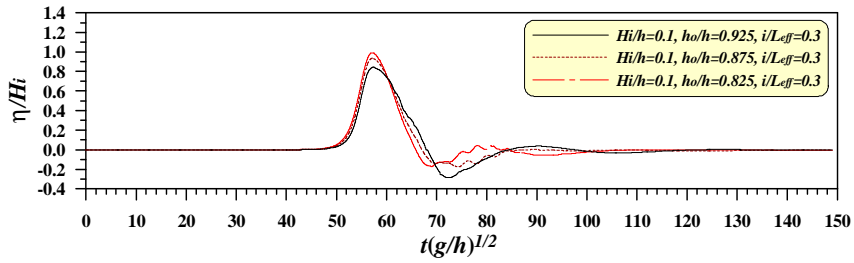


(d) $l/L_{eff}=0.7$

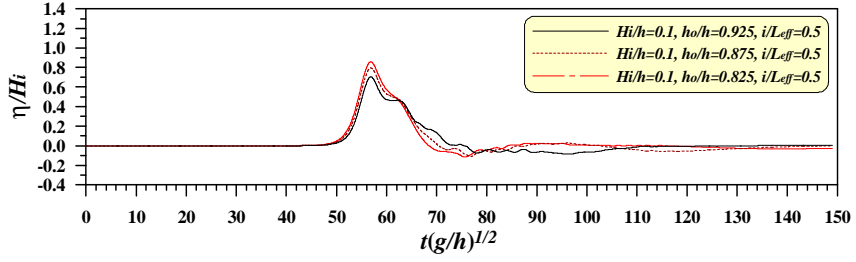
Fig. 4.17 Time variations of water surface elevation for the a solitary wave at No. 3 point in numerical wave tank



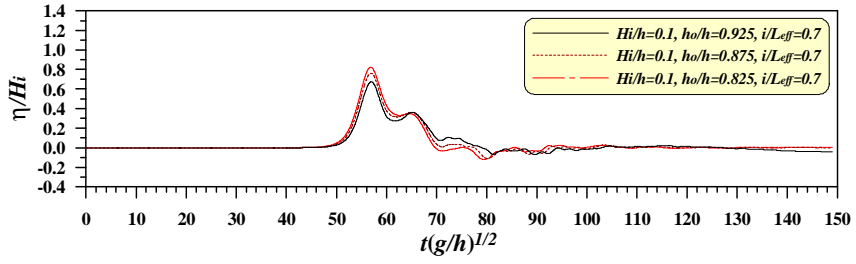
(a) $l/L_{eff}=0.1$



(b) $l/L_{eff}=0.3$

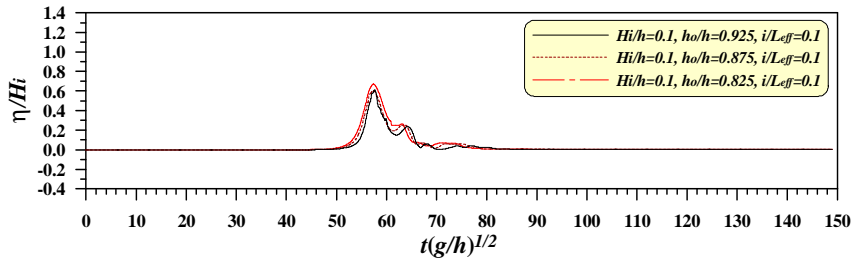


(c) $l/L_{eff}=0.5$

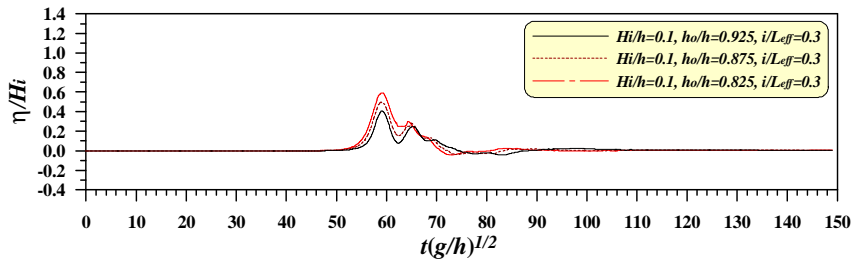


(d) $l/L_{eff}=0.7$

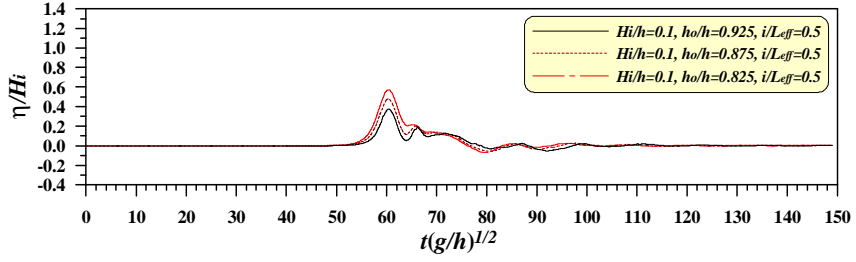
Fig. 4.18 Time variations of water surface elevation for the a solitary wave at No. 4 point in numerical wave tank



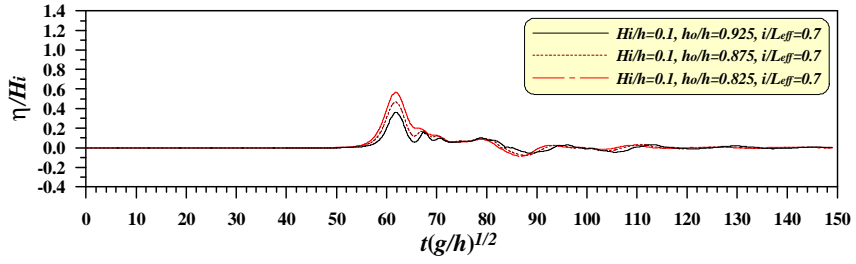
(a) $l/L_{eff}=0.1$



(b) $l/L_{eff}=0.3$

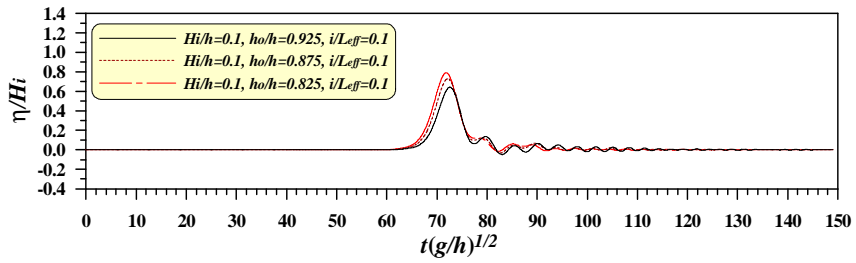


(c) $l/L_{eff}=0.5$

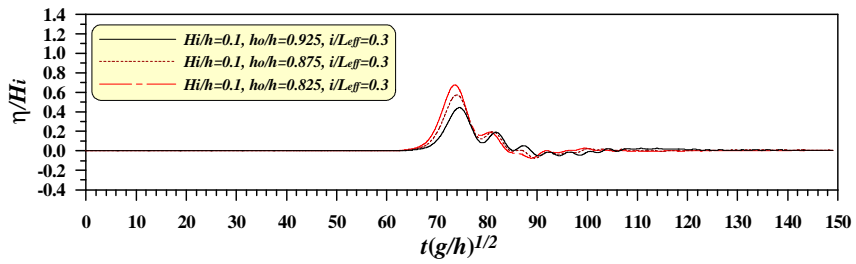


(d) $l/L_{eff}=0.7$

Fig. 4.19 Time variations of water surface elevation for the a solitary wave at No. 5 point in numerical wave tank



(a) $l/L_{eff}=0.1$



(b) $l/L_{eff}=0.3$

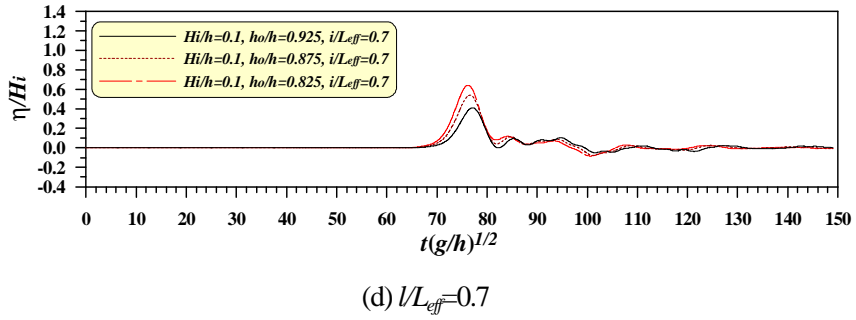
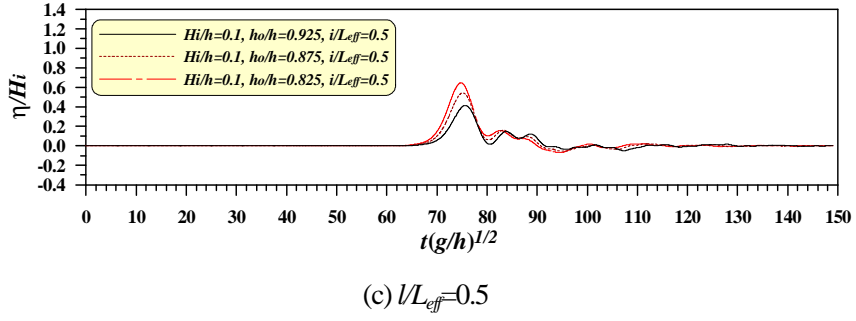
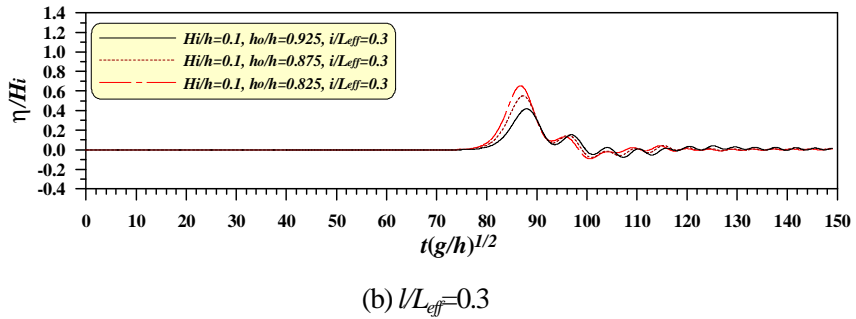
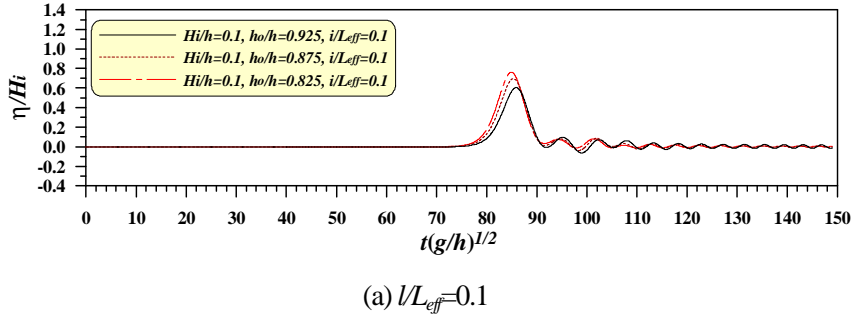
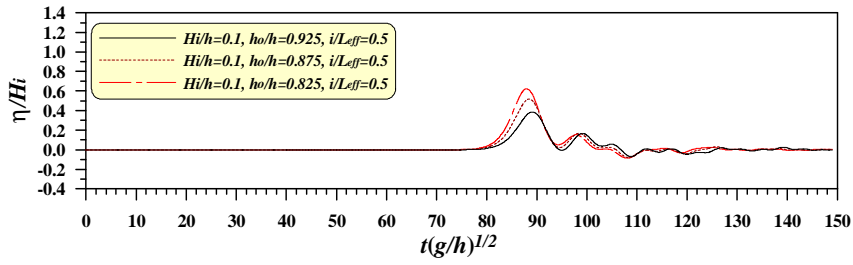
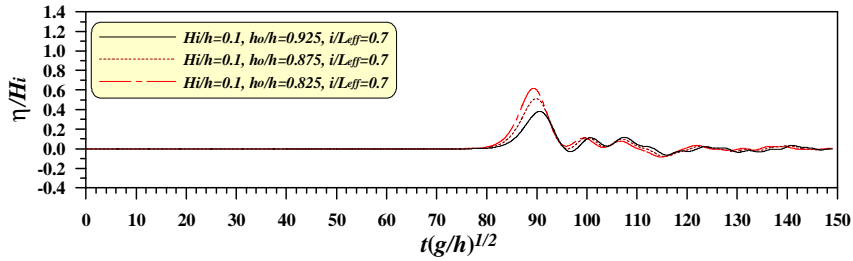


Fig. 4.20 Time variations of water surface elevation for the a solitary wave at No. 6 point in numerical wave tank





(c) $l/L_{eff}=0.5$



(d) $l/L_{eff}=0.7$

Fig. 4.21 Time variations of water surface elevation for the a solitary wave at No. 7 point in numerical wave tank

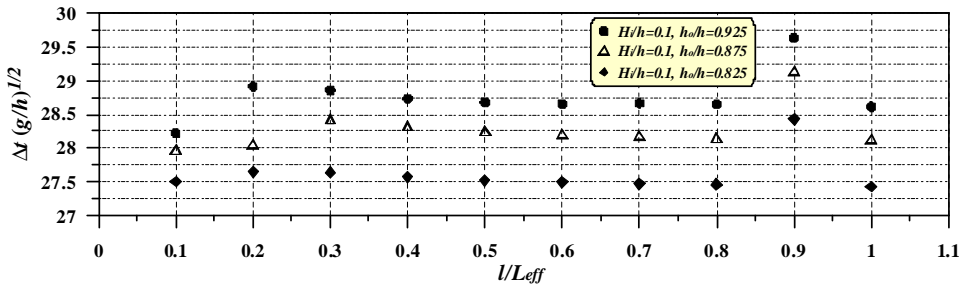


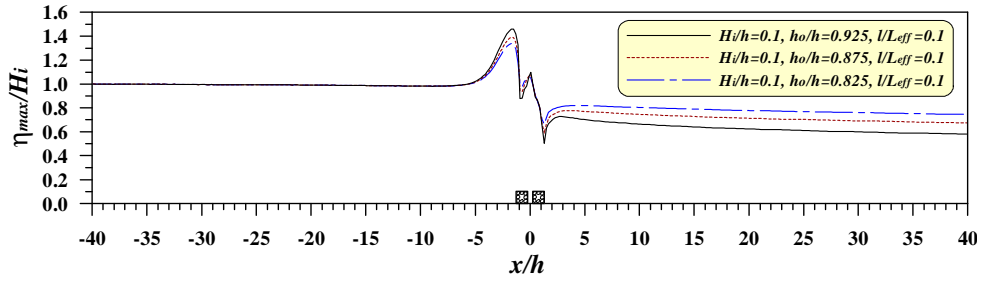
Fig. 4.22 Comparison of time lags of the solitary wave at the back of submerged breakwater with various cross section type and separating distance

4.2.3 최대수위의 공간분포

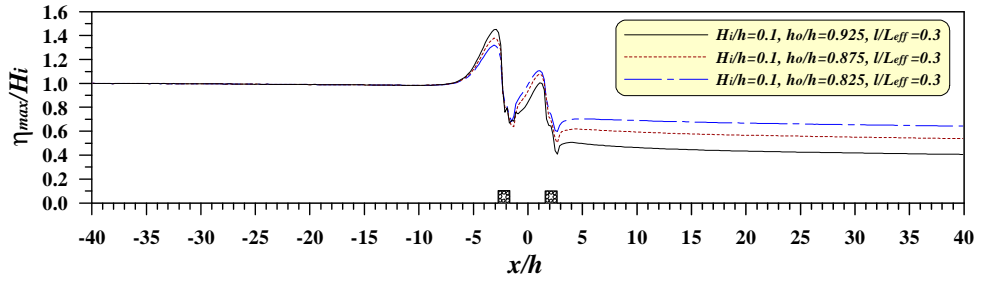
수중방파제의 배치간격 l/L_{eff} 과 해저면으로부터 천단까지의 거리 h_o/h 의 변화에 따른 최대수위 η_{max} 의 공간분포를 고립파의 입사진폭 H_i 로 무차원화하여 나타낸 결과가 Fig.

4.23에 제시되어 있다. Fig. 4.23을 살펴보면 해측과 육측에 설치된 각 수중방파제의 전면에서는 수위가 급격히 상승하는 것을 관찰할 수 있다. 특히, h_o/h 가 클수록 해측의 수중방파제 전면에서는 반사파고가 크게 되므로 최대수위 η_{max} 가 크게 나타나고, 수중방파제의 배치간격대로 전달되는 파랑에너지는 작아지므로 육측의 수중방파제 전면에서는 h_o/h 가 작을수록 최대수위 η_{max} 가 크게 되는 것을 알 수 있다. 한편, 육측의 수중방파제에서 천단우각부의 근방에서는 최대수위 η_{max} 가 급격히 하강하는 것을 알 수 있다. 특히, 해측에 설치된 수중방파제의 경우에 최대수위 η_{max} 는 수중방파제의 h_o/h 가 클수록 수위의 하강폭이 크게 되고, 배치간격이 넓을수록 Fig. 4.5에서 검토한 일렬수중방파제 $b/h=1.0$ 의 경우와 거의 동일한 형상으로 되는 것을 확인할 수 있다. 또한, 수중방파제의 배치간격이 넓을수록 육측의 수중방파제의 주변에서 최대수위 η_{max} 의 공간분포는 해측의 수중방파제의 주변에서 최대수위 η_{max} 의 공간분포와 비교하여 최대치에 큰 차이를 보이기는 하나, 거의 동일한 형상을 나타내는 것을 알 수 있다. 따라서, 수중방파제의 배치간격이 넓은 경우에는 수중방파제의 주변에서 최대수위 η_{max} 의 변화에 미치는 수중방파제간의 간섭현상은 크게 없는 것으로 판단된다. 전체적으로 수중방파제의 배치간격이 넓을수록 수치파동수로내의 파고는 계단형식으로 감소하는 것을 알 수 있다. 그리고, 육측의 수중방파제 배후역에서는 최대수위 η_{max} 가 h_o/h 가 작을수록 크게 되며, 수중방파제와 멀어질수록 파고가 서서히 감소하는 것을 관찰할 수 있다. 이러한 원인은 수중방파제의 배후역에서 와로 인한 파랑에너지가 소산한 결과로 판단된다.

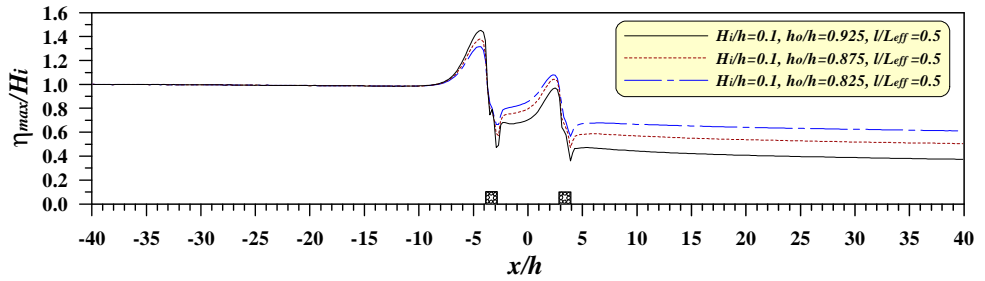
Fig. 4.24는 수중방파제의 배후역에서 입사파의 파고감쇠를 보다 상세히 살펴보기 위한 것으로, Fig. 4.23의 $x/h=40$ 에서 측정된 최대수위 η_{max} 를 수중방파제의 l/L_{eff} 와 h_o/h 를 파라미터로 하여 검토한 결과이다. 결과를 살펴보면 수중방파제의 h_o/h 가 클수록 최대수위 η_{max} 의 값이 작아지는 것을 알 수 있고, 수중방파제의 l/L_{eff} 가 증가할수록 최대수위 η_{max} 가 서서히 감소하다가 l/L_{eff} 가 0.5이상의 범위에서는 거의 일정한 값으로 주어지는 것을 확인할 수 있다. 전체적으로 본 연구의 이렬수중방파제는 Fig. 4.5에서 검토한 일렬수중방파제와 비교하여 수중방파제 배후역에서의 최대수위 η_{max} 가 상당히 감소하는 결과를 제시하고 있다. 따라서, 본 연구의 이렬수중방파제는 고립파와 같은 장주기파랑에 대해 일렬수중방파제보다 적은 소요재료량(단면적)으로도 충분한 파고감쇠효과를 기대할 수 있을 것으로 판단된다.



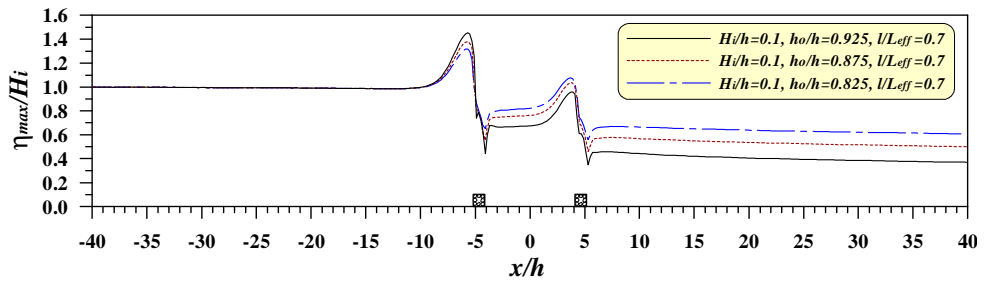
(a) $L_{eff}/H_i = 0.1$



(b) $L_{eff}/H_i = 0.3$



(c) $L_{eff}/H_i = 0.5$



(d) $L_{eff}/H_i = 0.7$

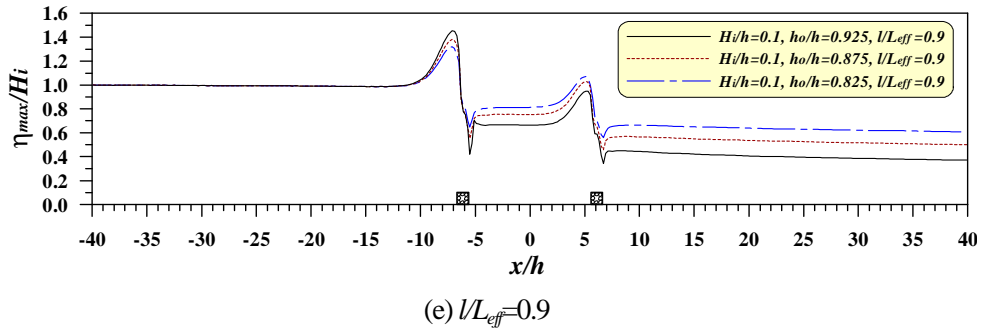


Fig. 4.23 Spatial distributions of maximum water surface elevation for the solitary wave passing over two-row submerged breakwater

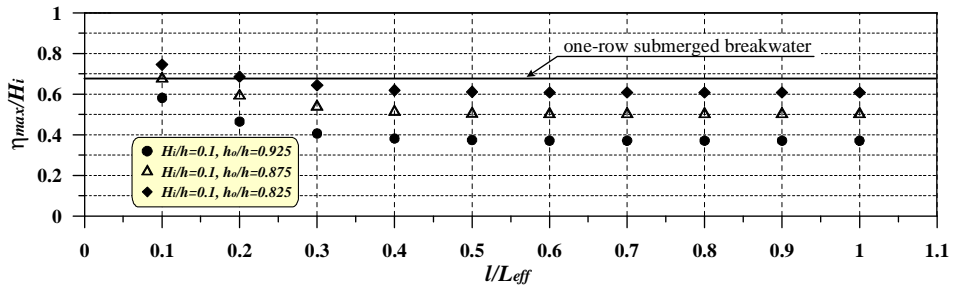


Fig. 4.24 Comparisons of maximum water surface elevation for the solitary wave at $x/h=40$

4.2.4 고립파의 반사율 · 전달율

수중방파제의 배치간격 l/L_{eff} 과 해저면으로부터 천단까지의 거리 h_o/h 의 변화에 따른 이 열수중방파제에 의한 파랑의 반사율 Kr 과 전달율 Kt 를 Fig. 4.25와 Fig. 4.26에 각각 나타낸다. 전체적으로 h_o/h 가 클수록 반사율 Kr 은 적어지고 전달율 Kt 은 크게되는 경향을 나타내며, 이는 수중방파제의 h_o/h 가 크게되면 파랑에너지의 통과수역이 좁아지므로 인해 파랑의 반사가 커지기 때문이다. 한편, 수중방파제의 배치간격 l/L_{eff} 에 따른 반사율 Kr 과 전달율 Kt 의 변화를 살펴보면 수중방파제의 배치간격이 넓어질수록 반사율 Kr 은 증가하고, 전달율 Kt 는 감소하는 경향을 보이다가 수중방파제의 배치간격이 일정거리 이상에서는 거의 일정한 값으로 주어지는 것을 알 수 있다. 그리고, Fig. 4.8에서 검토한 일렬수중방파제에 대한 파랑의 반사율 Kr 과 전달율 Kt 를 본 연구의 이열수중방파제에 대한 결과

와 비교하면, $h_o/h=0.825$ 인 이열수중방파제의 경우 일렬수중방파제에 비해 보다 넓은 파랑의 통과수역을 가짐에도 불구하고 거의 대등소이한 결과를 제시하고 있고, h_o/h 가 0.825이상의 이열수중방파제에 대해서는 일렬수중방파제에 비해 파랑제어효과가 매우 탁월한 것을 알 수 있다. 특히, 일렬수중방파제의 경우 기대하는 파랑제어효과를 얻기 위해서는 천단폭을 충분히 길게 할 필요가 있지만(김 등, 1994; Huang et al., 2003), 이열수중방파제의 경우는 보다 적은 소요재료량(단면적)으로 구성됨에도 불구하고 수중방파제의 천단고를 적절히 조절함으로써 기대하는 파랑제어효과를 충분히 기대할 수 있을 것으로 판단된다. 이로부터 $h_o/h=0.925$ 인 이열수중방파제의 경우는 수중방파제의 배치간격 L/L_{eff} 가 0.4이상의 범위에서 일렬수중방파제에 비해 반사율 Kr 이 약 47%증가하고 전달율 Kt 는 약 18% 감소하는 결과를 나타내었다. 따라서, 본 연구의 이열수중방파제는 고립파와 같은 장주기의 파랑을 제어하는데 그의 유용성이 인정되는 것으로 판단된다.

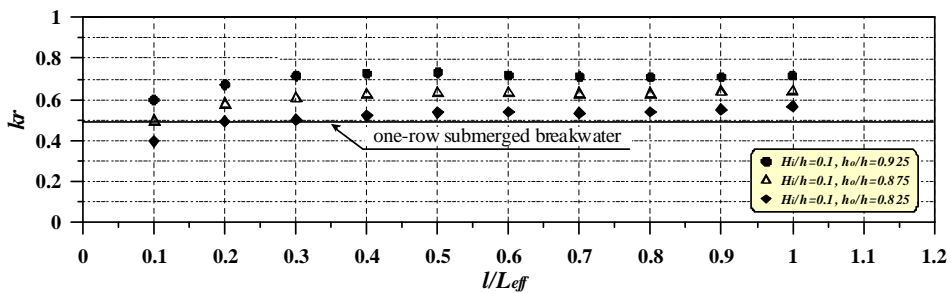


Fig. 4.25 Transmission coefficients for the solitary wave passing over two-row submerged breakwater

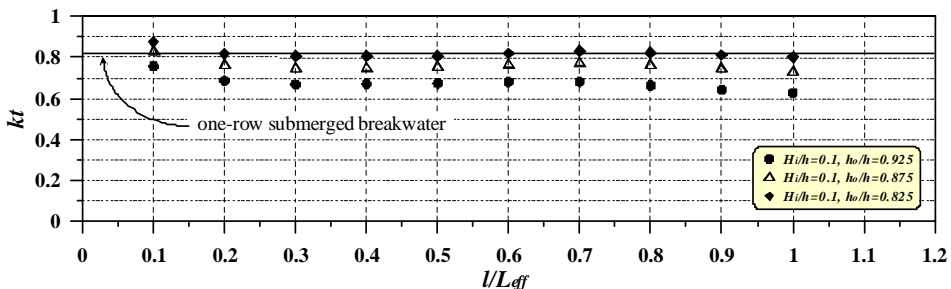
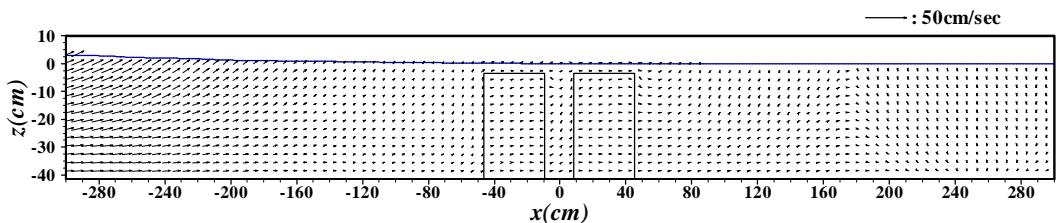


Fig. 4.26 Reflection coefficients for the solitary wave passing over two-row submerged breakwater

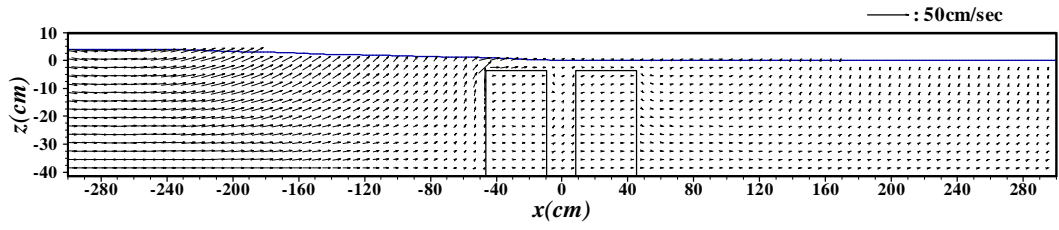
4.2.5 이열수중방파제 주변 파동장에서의 유체입자속도장

Fig. 4.27 ~ Fig. 4.30은 본 연구에서 검토한 이열수중방파제의 주변에서 유체입자의 속도벡터 변화양상을 나타낸 일례로, 수중방파제의 배치간격이 $l/L_{eff}=0.1, 0.5$ 인 경우에 대해 해저면으로부터 천단까지의 거리 h_o/h 가 각각 $h_o/h=0.925, 0.825$ 인 경우이다. 그림을 살펴보면 전체적으로 일열수중방파제의 경우와 동일하게 입사한 파랑이 해측의 수중방파제로 접근함에 따라 수심의 급변화로 수중방파제의 전면부에서는 상향으로 주어지는 빠른 유체입자의 속도벡터와 수위가 상승하는 현상을 관찰할 수 있다. 그리고, 수중방파제의 천단상을 통과하는 파랑은 속도벡터의 크기가 상당히 증가하며, h_o/h 가 작을수록 수중방파제의 천단을 통한 파랑의 통과수역이 증가하므로 육측으로 전달되는 파랑에너지는 보다 크게 되는 것을 확인할 수 있다. 한편, 수중방파제의 배치간격이 좁은 $l/L_{eff}=0.1$ 의 경우 해측의 수중방파제의 천단을 통과한 파랑은 수중방파제의 배치간격에 큰 영향을 받지 않고 대부분의 파랑이 육측으로 진행되는 반면, 수중방파제의 배치간격이 넓은 $l/L_{eff}=0.5$ 의 경우는 해측의 수중방파제의 천단을 통과한 파랑이 수중방파제의 배치간격내에서 수심변동으로 인해 파랑의 진행에 큰 영향을 받으며, 수중방파제의 천단 우각부 근방에서는 하향으로 주어지는 빠른 유체입자의 속도벡터와 시계방향으로 주어지는 와가 관찰된다. 특히, Fig. 4.29(e)와 Fig. 4.30(e)를 살펴보면 수중방파제의 h_o/h 가 클수록 수중방파제의 천단 우각부 근방의 와는 보다 큰 범위로 발생하는 것을 확인할 수 있다. 그리고, Fig. 4.29(t)의 경우 와의 위치가 $x \approx 0$ cm 근방에서, Fig. 4.30(t)의 경우는 와의 위치가 $x \approx -45$ cm 근방에서 주어지므로 수중방파제의 h_o/h 가 클수록 수중방파제의 배치간격내에서 발생한 와는 보다 빨리 육측으로 이동되는 것을 알 수 있다. 이와 같이 수치파동수로의 배치간격내에서 발생하는 초기의 와의 크기 및 배치간격내에서의 와의 이동속도가 수중방파제의 h_o/h 의 변화에 따라 상이한 이유는 Fig. 4.29(d)와 Fig. 4.30(d)의 검토로부터 수중방파제의 h_o/h 가 클수록 수중방파제 배후역에서의 와의 발생과 이동속도에 미치는 해측의 수중방파제의 천단을 통과한 파랑에너지의 영향이 상이하기 때문으로 판단된다. 한편, Fig. 4.29(h) ~ Fig. 4.29(t)와 Fig. 4.30(h) ~ Fig. 4.30(t)을 살펴보면 수중방파제의 배치간격내에서 발생한 와의 영향으로 해측의 수중방파제의 천단상에서는 해측으로 주어지는 흐름이 관찰되고, 해측의 수중방파제 전면부에서는 반시계방향의 와가 발생하는 것을 알 수 있

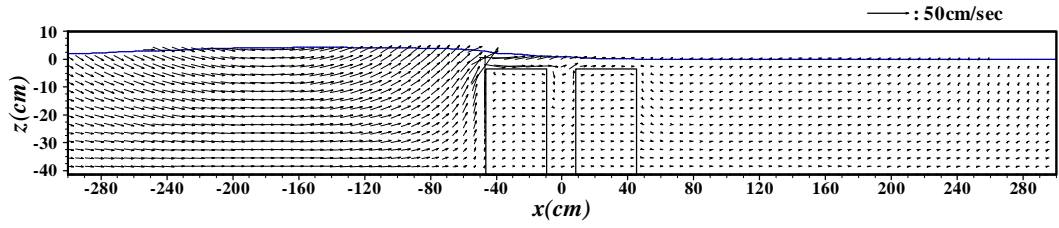
다. 수중방파제의 전면부에서 관찰되는 반시계방향의 와는 수중방파제의 h_o/h 가 작을수록 보다 큰 범위로 주어지는 것을 확인할 수 있고, 이와 같은 원인은 수중방파제의 h_o/h 가 작을수록 파랑에너지의 통과수역이 넓으므로 수중방파제의 배치간격내에서 발생한 와의 영향이 해측으로 보다 크게 작용한 결과로 판단된다. 그리고, 해측의 수중방파제 전면부에서 발생한 와는 입사파랑에너지의 대부분이 수중방파제를 통과한 이후에 발생하므로 시간에 따른 와의 이동현상은 크게 관찰되지 않는다. 수중방파제의 배치간격이 $L/L_{eff}=0.5$ 인 경우 육측의 수중방파제에서 주변의 파동장을 살펴보면 수중방파제의 전면부에서 상향으로 주어지는 빠른 유체입자의 속도벡터는 수중방파제의 h_o/h 가 작을수록 보다 크게 되는 것을 알 수 있고, 수중방파제의 천단상에서는 보다 큰 수위가 관찰된다. 이러한 원인으로 Fig. 4.29(e)와 Fig. 4.30(e)를 살펴보면 수중방파제의 h_o/h 가 작을수록 해측의 수중방파제 천단상을 통과한 파랑에너지가 수중방파제의 배치간격내에서 와의 발생에 미치는 영향은 작고, 그 결과 수중방파제의 배치간격내에서는 육측으로 주어지는 빠른 유체입자의 속도벡터가 수중방파제의 h_o/h 가 큰 경우에 비해 보다 탁월하게 주어지기 때문으로 판단된다. 그리고, 육측의 수중방파제를 통과한 파랑은 수중방파제의 배후역에서 시계방향의 와를 발생시키고, 수중방파제의 h_o/h 에 따른 와의 형태와 크기는 전술한 해측의 수중방파제에 대한 결과와 동일한 경향을 나타낸다. 이러한 경향은 수중방파제의 배치간격이 $L/L_{eff}=0.1$ 인 Fig. 4.27, Fig. 4.29의 경우에 대해서도 동일하게 나타난다. 수중방파제의 배치간격이 $L/L_{eff}=0.5$ 인 경우 육측의 수중방파제 배후역에서 발생하는 와는 수중방파제의 배치간격내에서의 와에 비해 상대적으로 작은 크기로 주어지며, 또한 해측의 수중방파제의 경우와 비교하여 육측의 수중방파제 천단상에는 해측으로 전달되는 흐름이 관찰되지 않으므로 육측의 수중방파제 배후역에서는 상당한 파랑에너지가 소산한 것으로 판단된다.



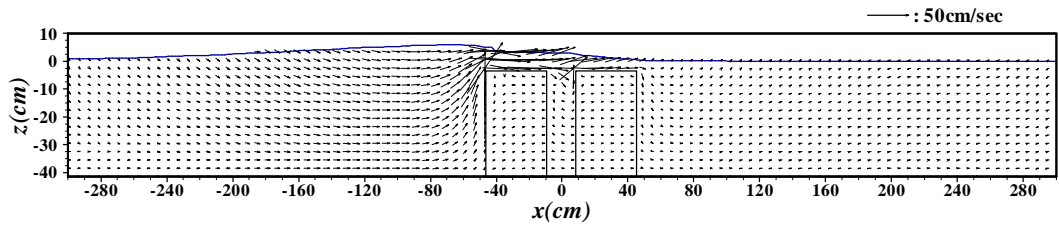
(a) $t(g/h)^{1/2}=47.27$



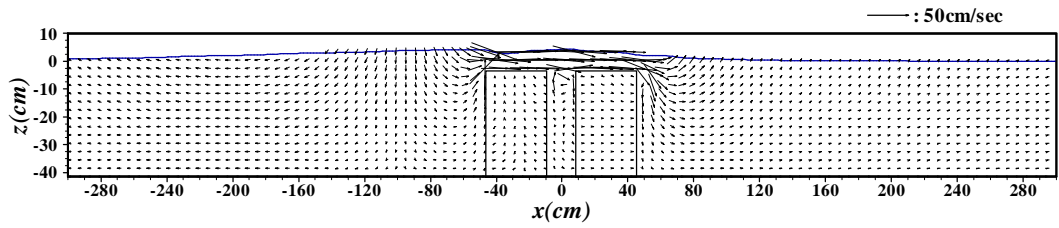
(b) $t(g/h)^{1/2}=49.74$



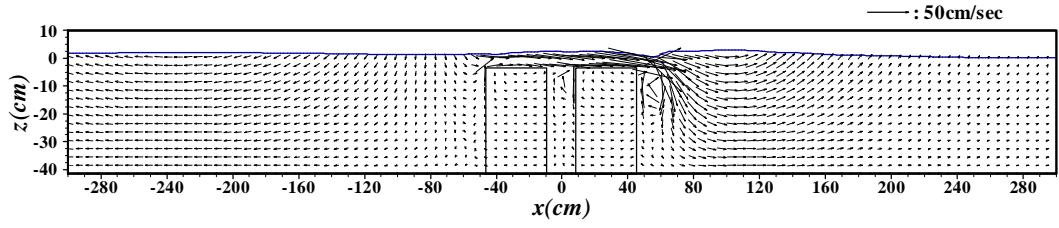
(c) $t(g/h)^{1/2}=52.22$



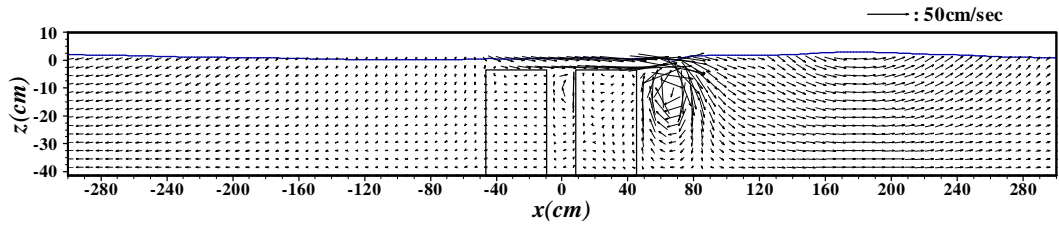
(d) $t(g/h)^{1/2}=54.69$



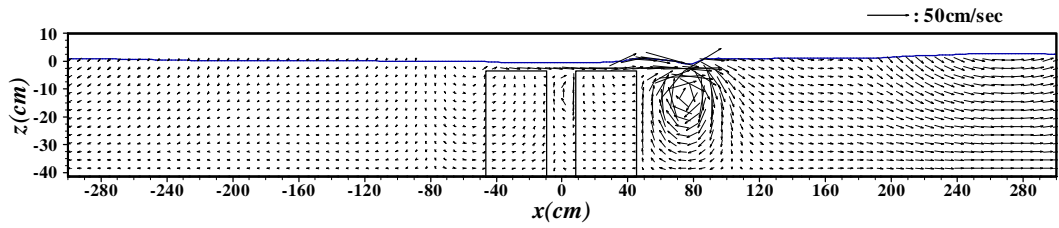
(e) $t(g/h)^{1/2}=57.17$



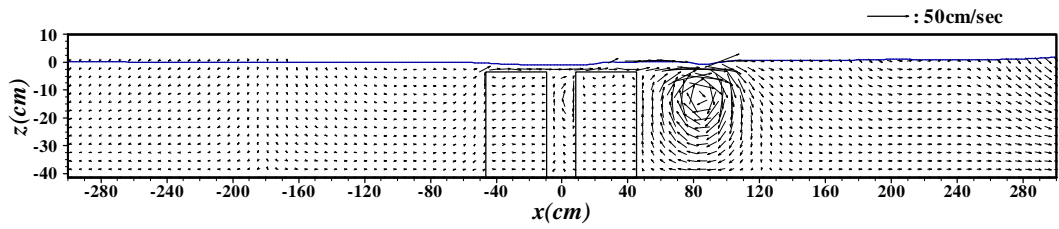
(f) $t(g/h)^{1/2}=59.64$



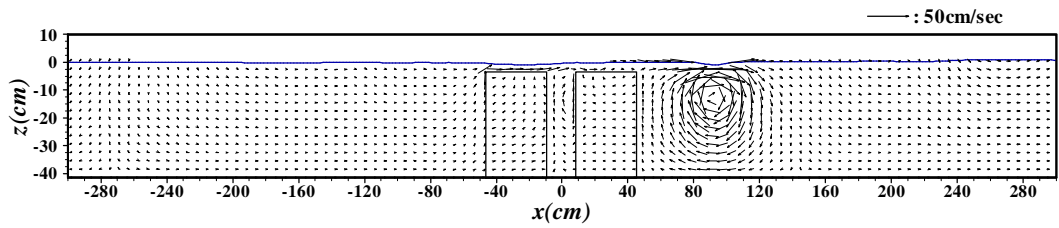
(g) $t(g/h)^{1/2}=62.12$



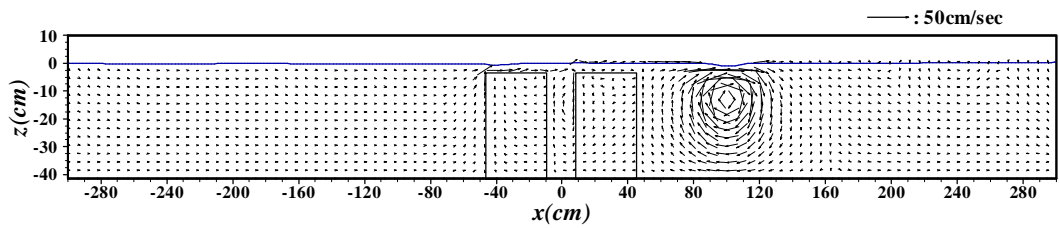
(h) $t(g/h)^{1/2}=64.59$



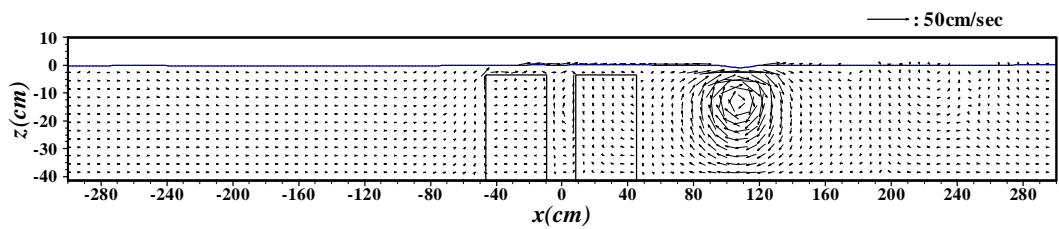
(i) $t(g/h)^{1/2}=67.07$



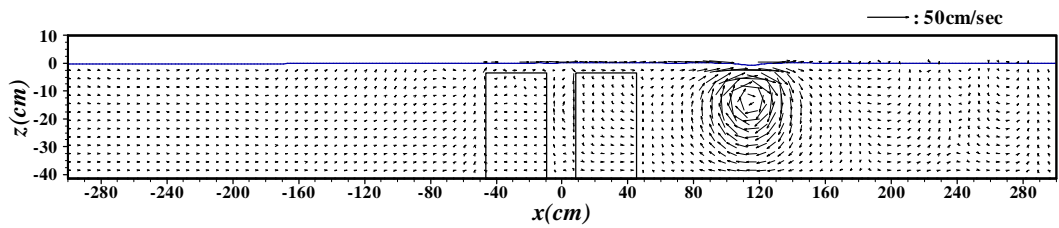
$$(j) \ t(g/h)^{1/2}=69.54$$



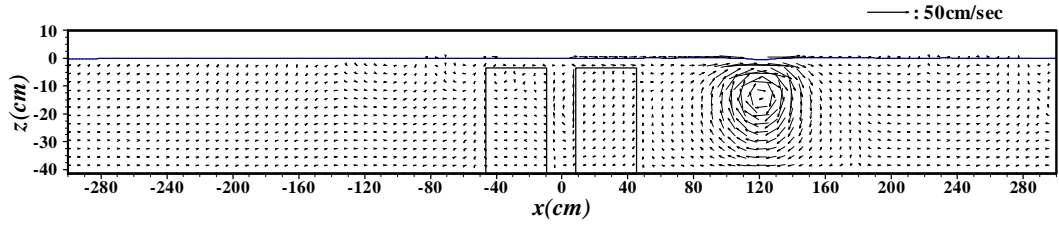
$$(k) \ t(g/h)^{1/2}=72.02$$



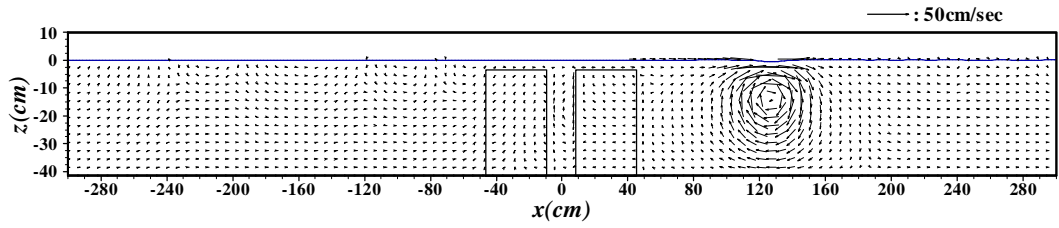
$$(l) \ t(g/h)^{1/2}=74.49$$



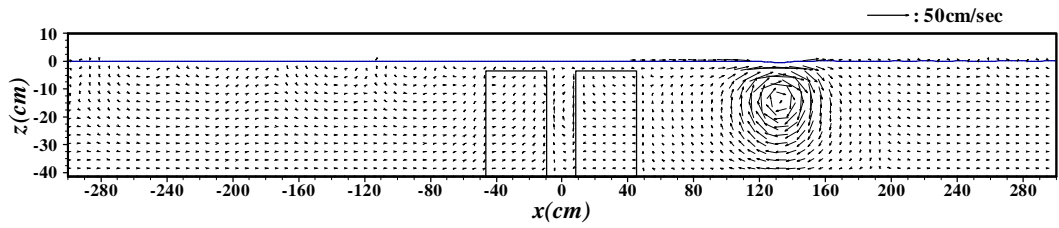
$$(m) \ t(g/h)^{1/2}=76.97$$



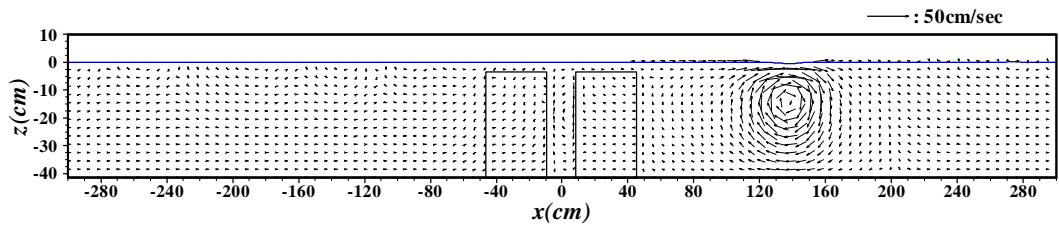
(n) $t(g/h)^{1/2}=79.44$



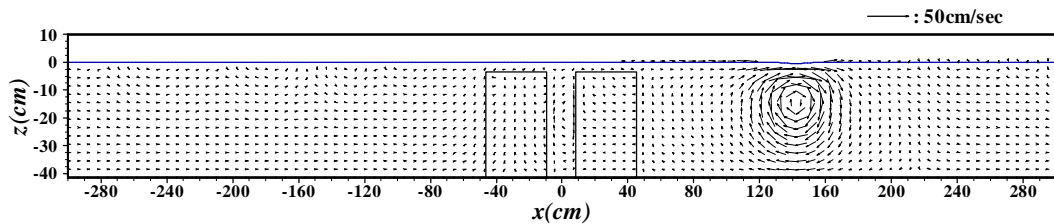
(o) $t(g/h)^{1/2}=81.92$



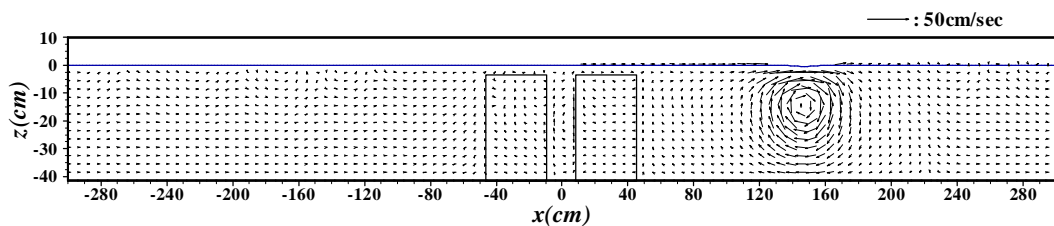
(p) $t(g/h)^{1/2}=84.39$



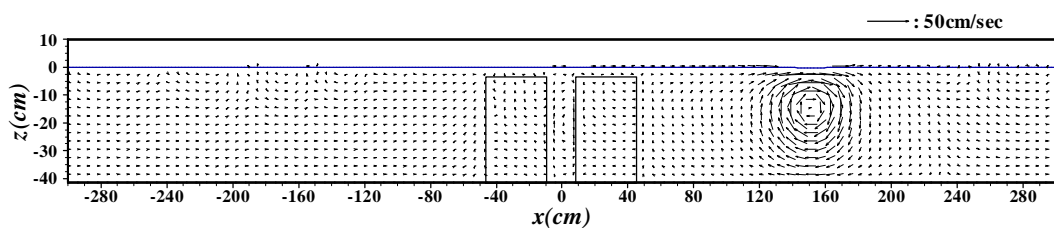
(q) $t(g/h)^{1/2}=86.87$



$$(r) \ t(g/h)^{1/2}=89.34$$

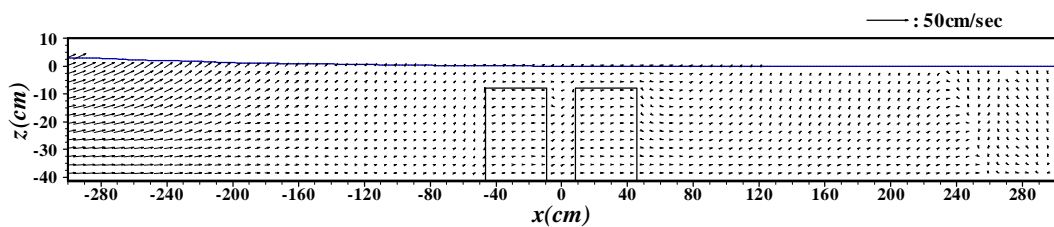


$$(s) \ t(g/h)^{1/2}=91.82$$

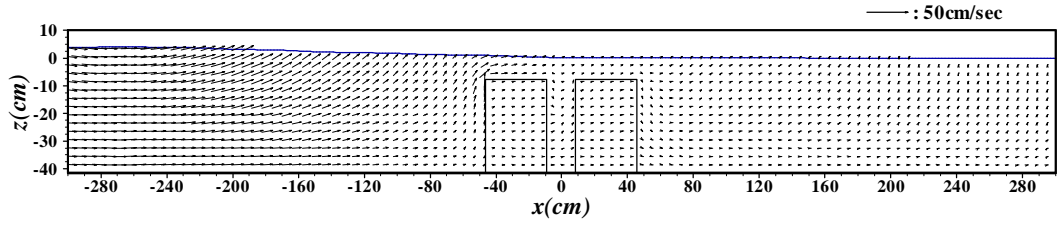


$$(t) \ t(g/h)^{1/2}=94.29$$

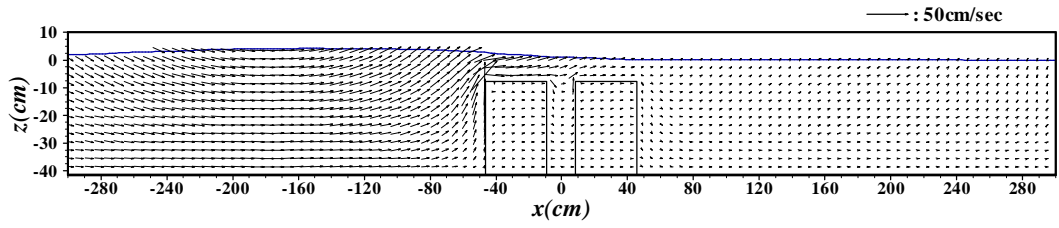
Fig. 4.27 Surface elevations and velocity fields at different times as a solitary wave of $H_t/h=0.1$ passing over a submerged breakwater with $h_d/h=0.925$ and $l/L_{eff}=0.1$



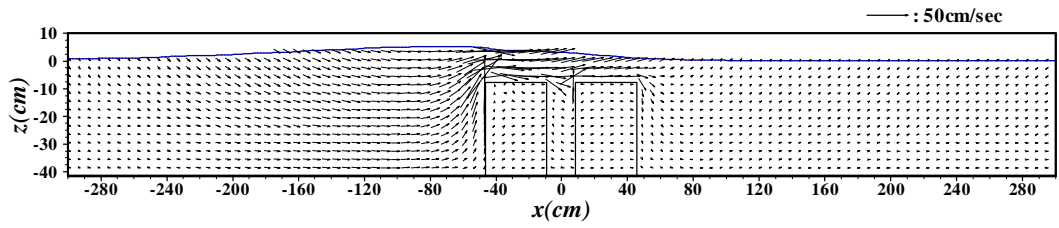
$$(a) \ t(g/h)^{1/2}=47.27$$



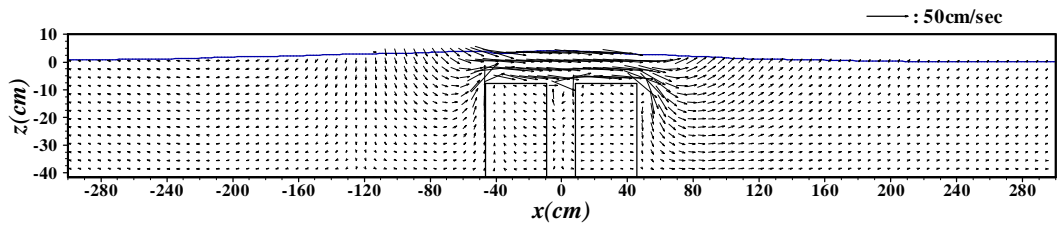
(b) $t(g/h)^{1/2}=49.74$



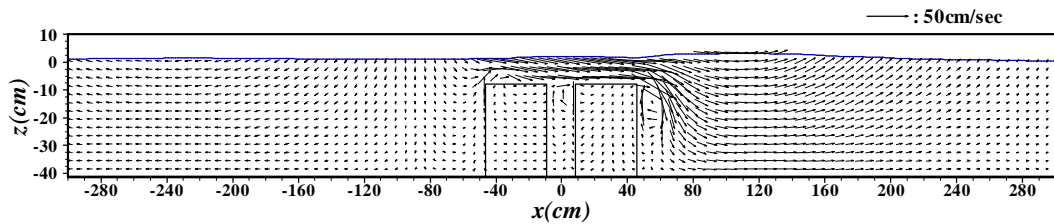
(c) $t(g/h)^{1/2}=52.22$



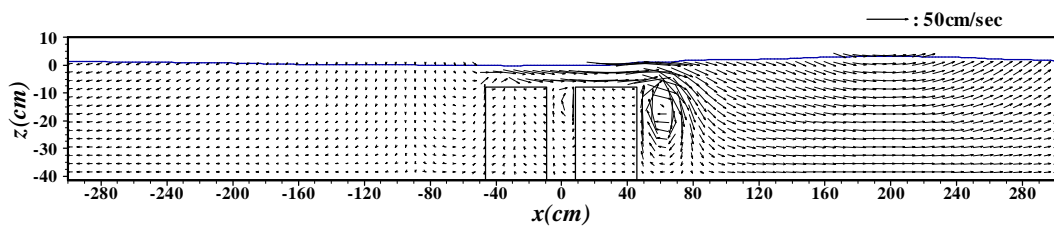
(d) $t(g/h)^{1/2}=54.69$



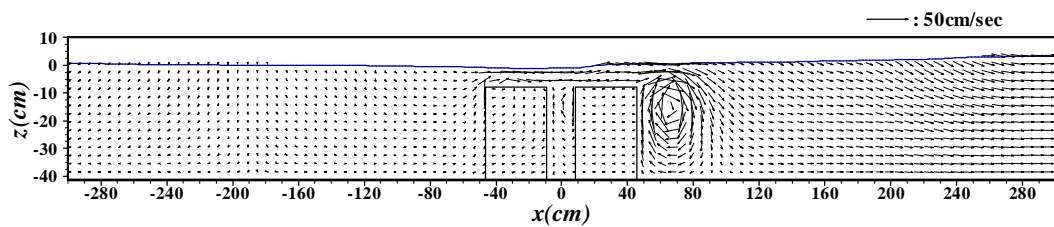
(e) $t(g/h)^{1/2}=57.17$



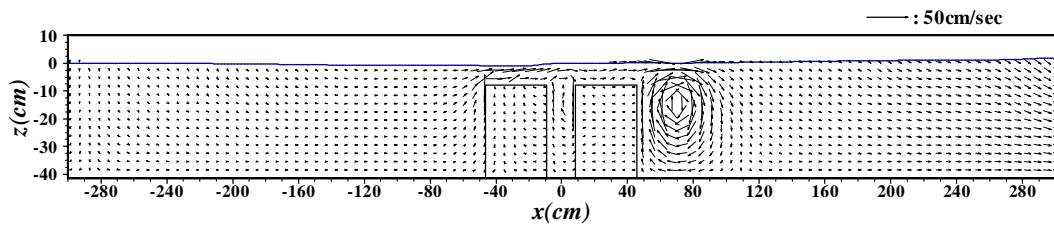
$$(f) \ t(g/h)^{1/2}=59.64$$



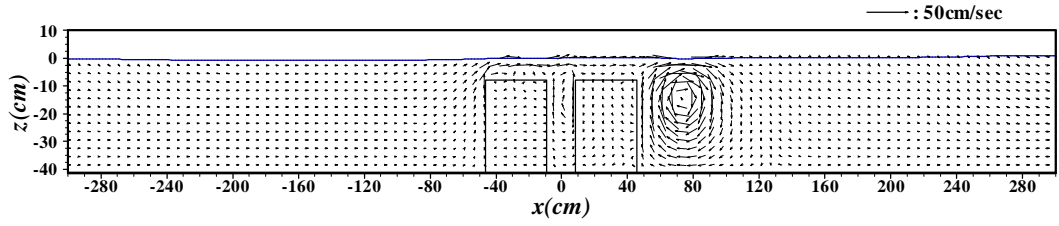
$$(g) \ t(g/h)^{1/2}=62.12$$



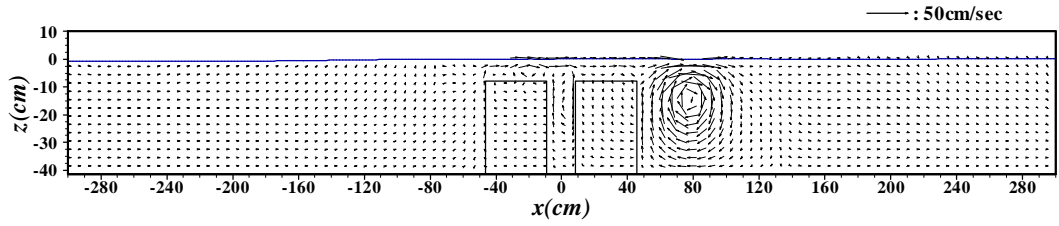
$$(h) \ t(g/h)^{1/2}=64.59$$



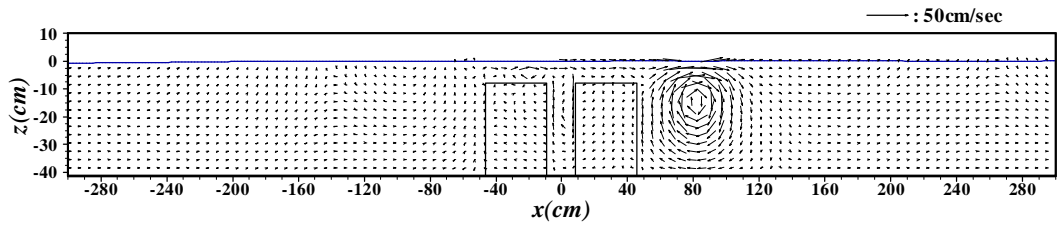
$$(i) \ t(g/h)^{1/2}=67.07$$



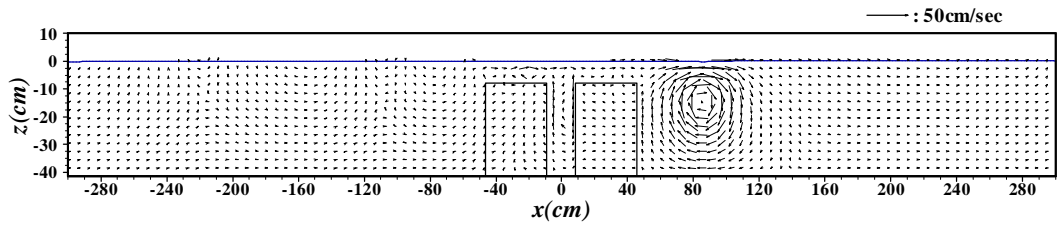
$$(j) \ t(g/h)^{1/2}=69.54$$



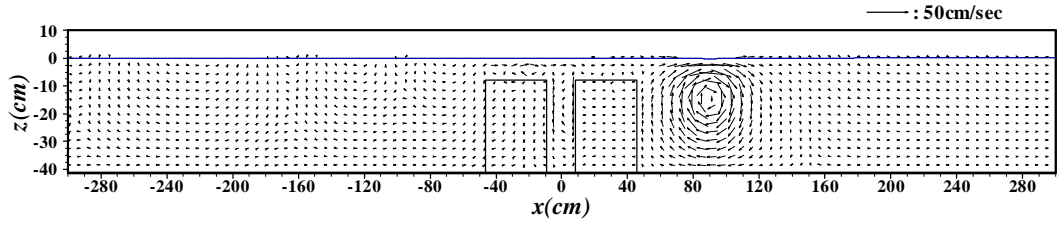
$$(k) \ t(g/h)^{1/2}=72.02$$



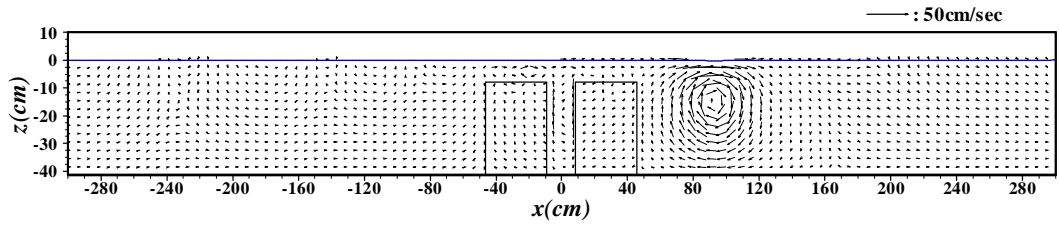
$$(l) \ t(g/h)^{1/2}=74.49$$



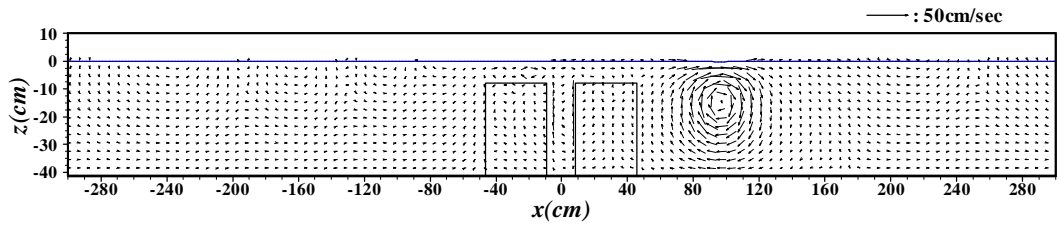
$$(m) \ t(g/h)^{1/2}=76.97$$



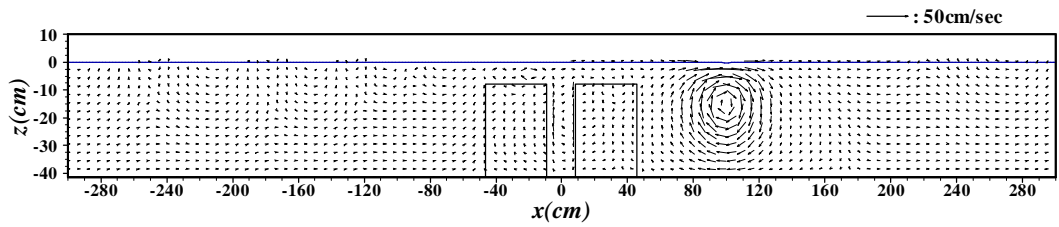
(n) $t(g/h)^{1/2}=79.44$



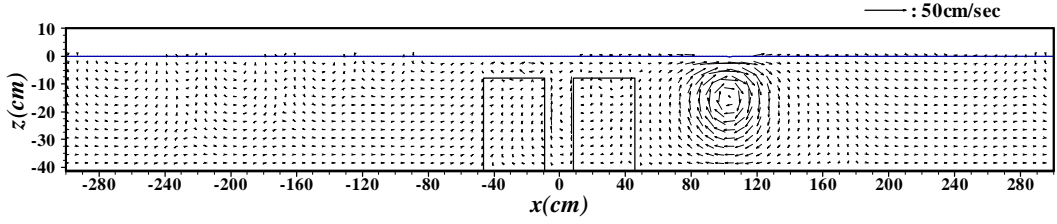
(o) $t(g/h)^{1/2}=81.92$



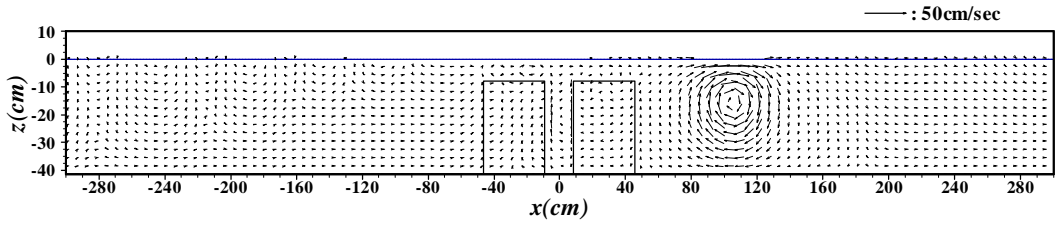
(p) $t(g/h)^{1/2}=84.39$



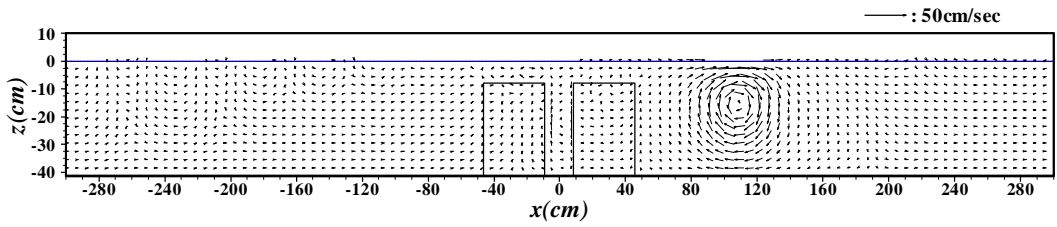
(q) $t(g/h)^{1/2}=86.87$



$$(r) \ t(g/h)^{1/2}=89.34$$

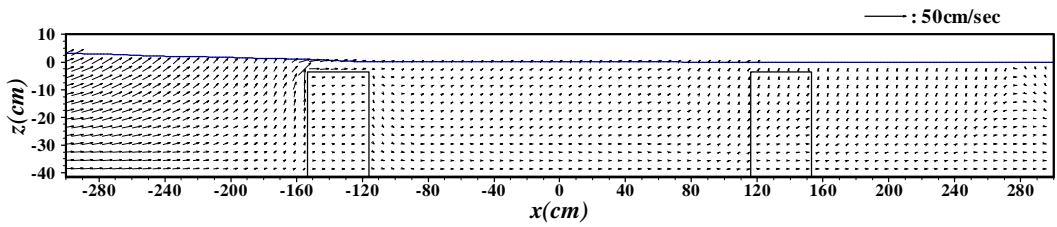


$$(s) \ t(g/h)^{1/2}=91.82$$

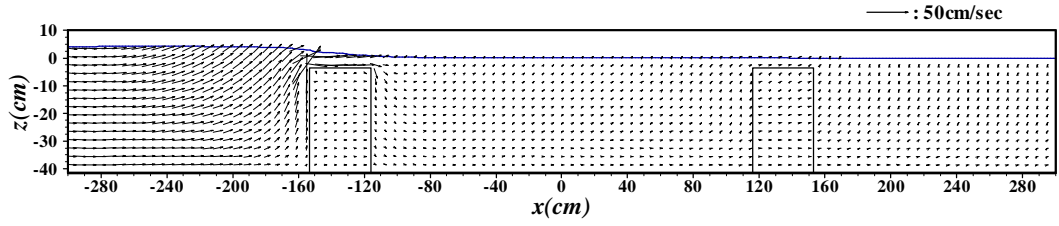


$$(t) \ t(g/h)^{1/2}=94.29$$

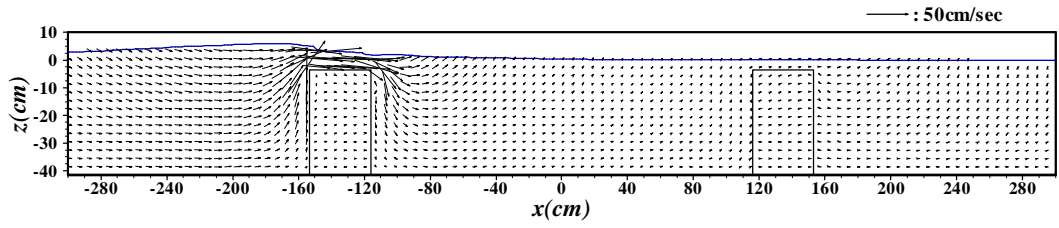
Fig. 4.28 Surface elevations and velocity fields at different times as a solitary wave of $H_t/h=0.1$ passing over a submerged breakwater with $h_d/h=0.825$ and $l/L_{eff}=0.1$



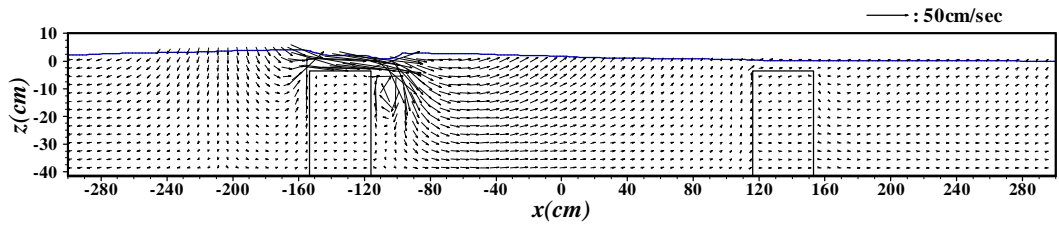
$$(a) \ t(g/h)^{1/2}=47.27$$



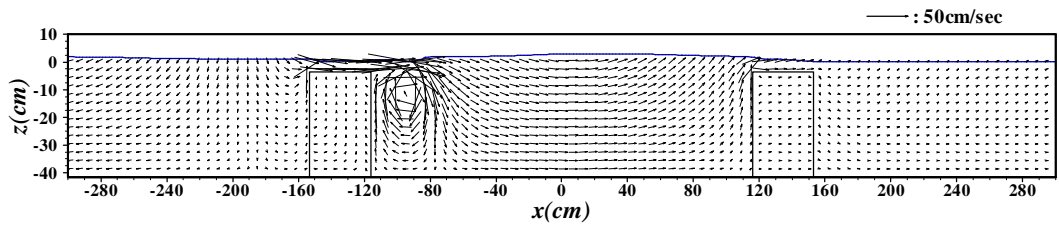
(b) $t(g/h)^{1/2}=49.74$



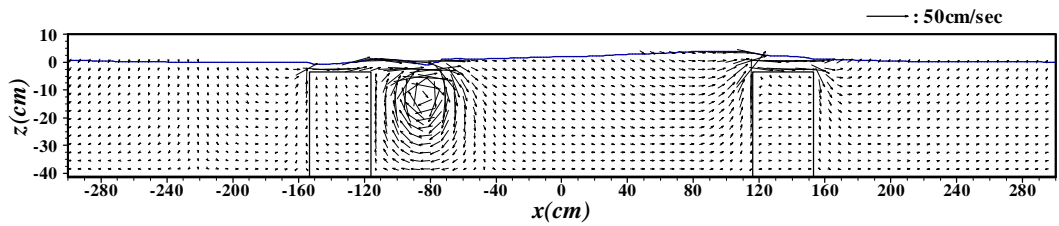
(c) $t(g/h)^{1/2}=52.22$



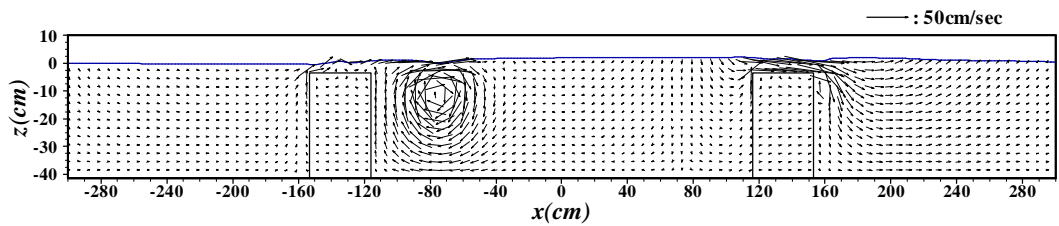
(d) $t(g/h)^{1/2}=54.69$



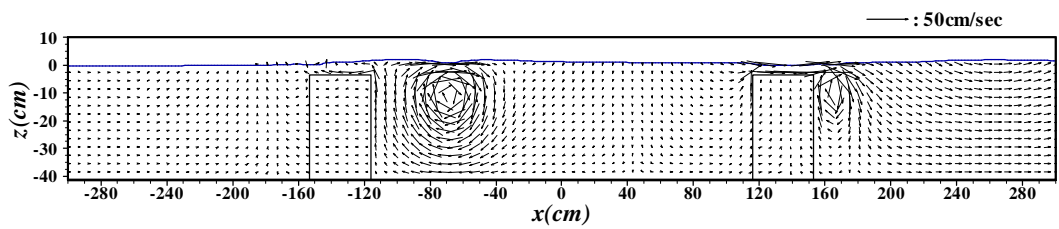
(e) $t(g/h)^{1/2}=57.17$



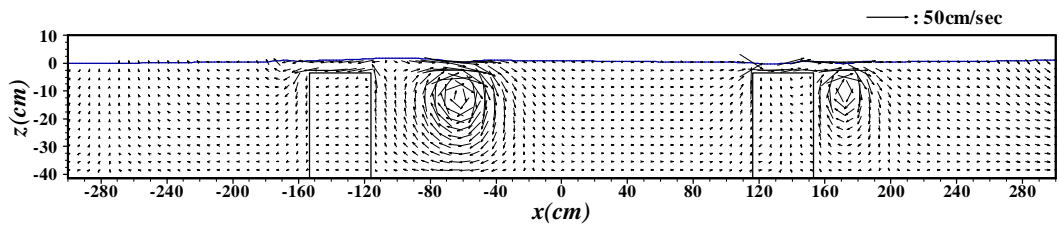
$$(f) \ t(g/h)^{1/2}=59.64$$



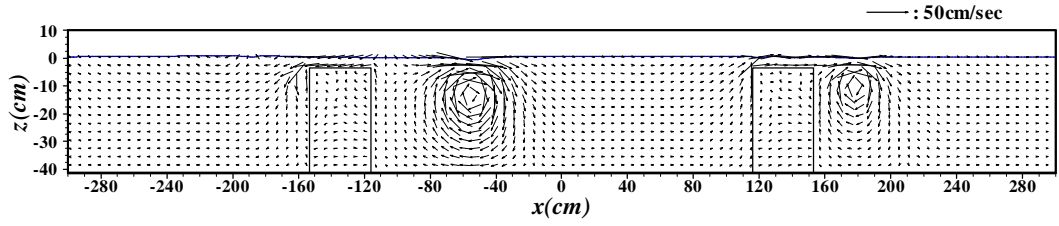
$$(g) \ t(g/h)^{1/2}=62.12$$



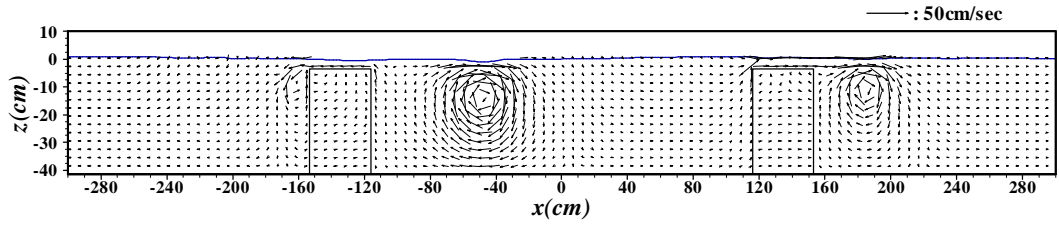
$$(h) \ t(g/h)^{1/2}=64.59$$



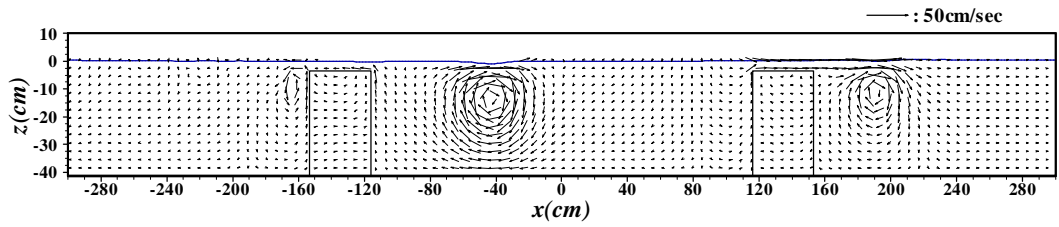
$$(i) \ t(g/h)^{1/2}=67.07$$



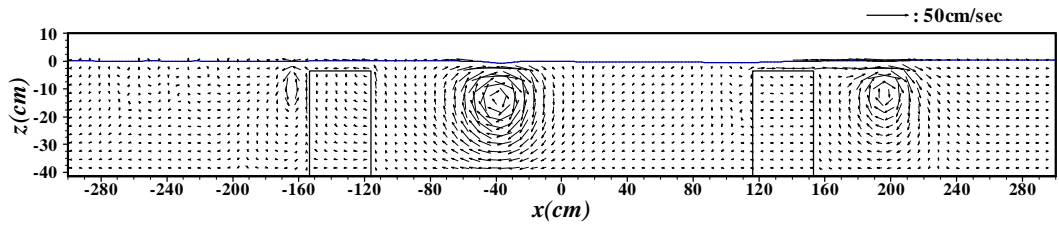
$$(j) \ t(g/h)^{1/2}=69.54$$



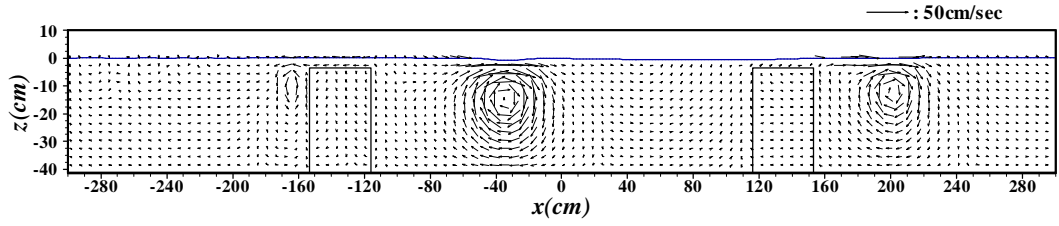
$$(k) \ t(g/h)^{1/2}=72.02$$



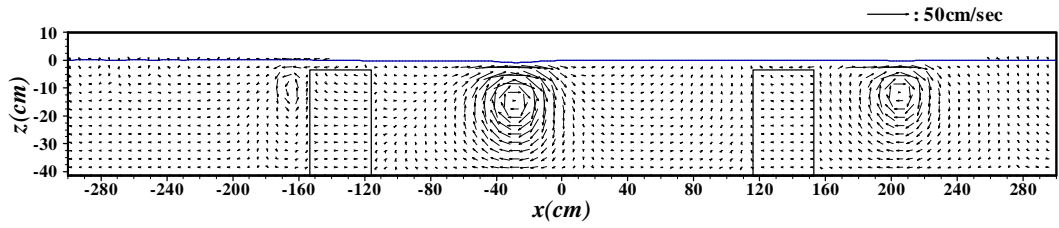
$$(l) \ t(g/h)^{1/2}=74.49$$



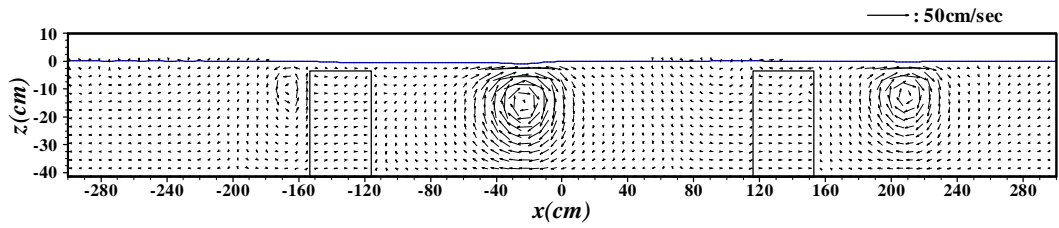
$$(m) \ t(g/h)^{1/2}=76.97$$



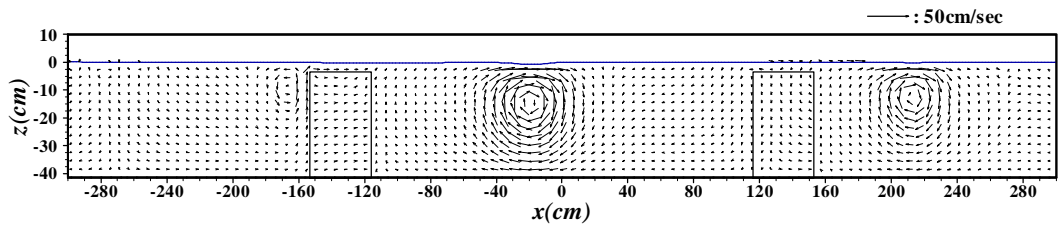
(n) $t(g/h)^{1/2}=79.44$



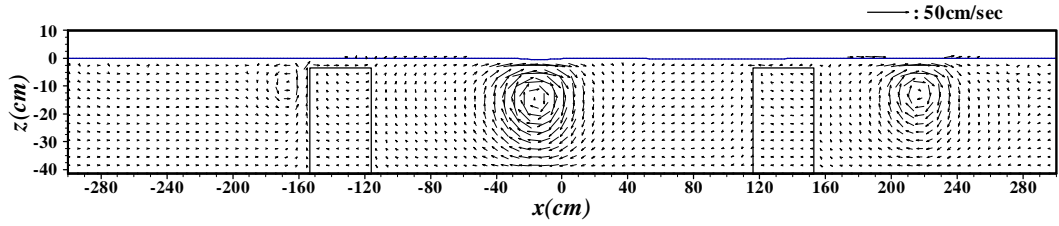
(o) $t(g/h)^{1/2}=81.92$



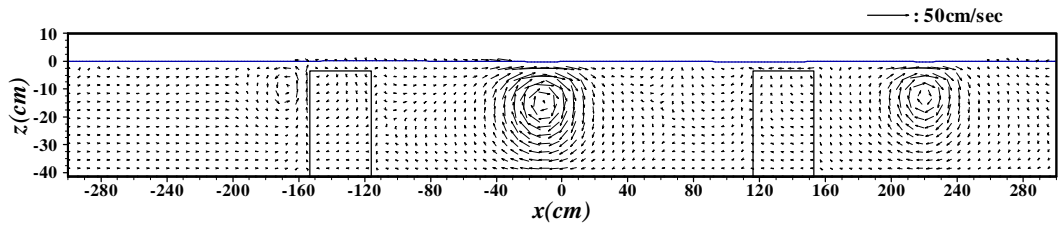
(p) $t(g/h)^{1/2}=84.39$



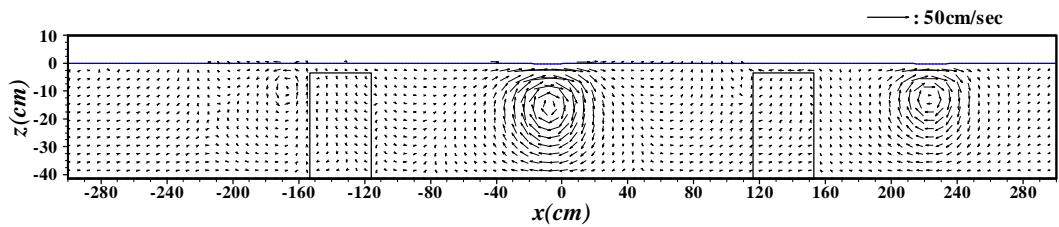
(q) $t(g/h)^{1/2}=86.87$



$$(r) \ t(g/h)^{1/2}=89.34$$

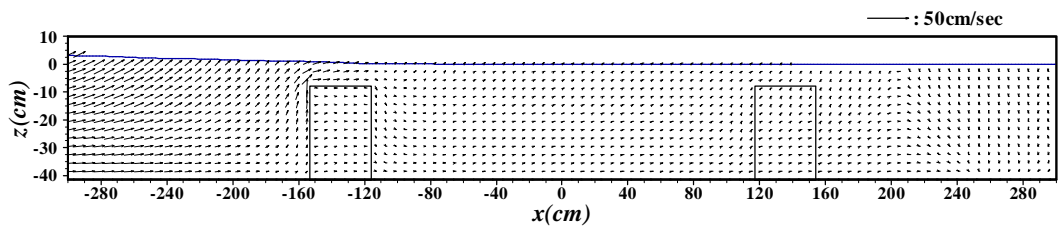


$$(s) \ t(g/h)^{1/2}=91.82$$

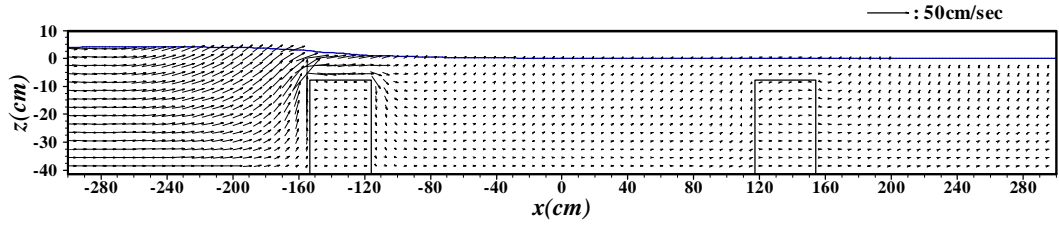


$$(t) \ t(g/h)^{1/2}=94.29$$

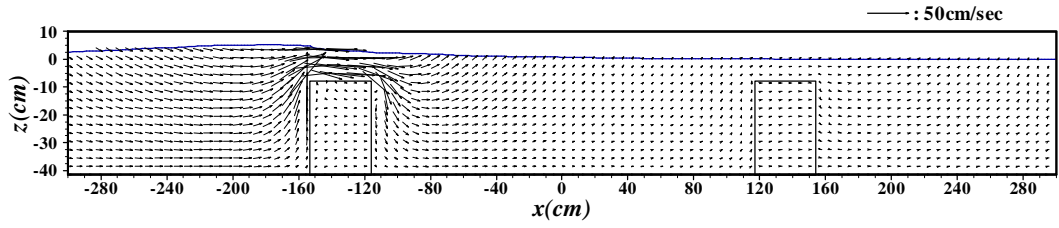
Fig. 4.29 Surface elevations and velocity fields at different times as a solitary wave of $H_t/h=0.1$ passing over a submerged breakwater with $h_d/h=0.925$ and $l/L_{eff}=0.5$



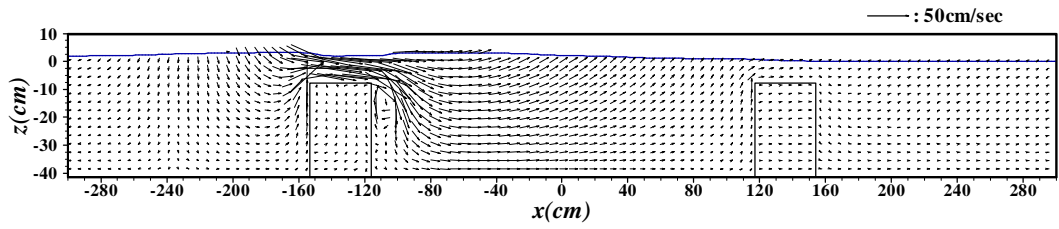
$$(a) \ t(g/h)^{1/2}=47.27$$



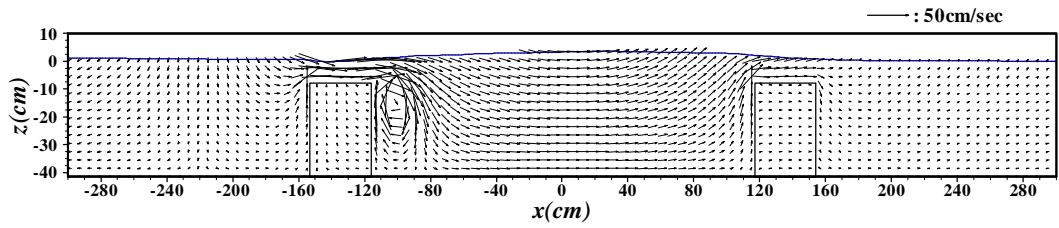
(b) $t(g/h)^{1/2}=49.74$



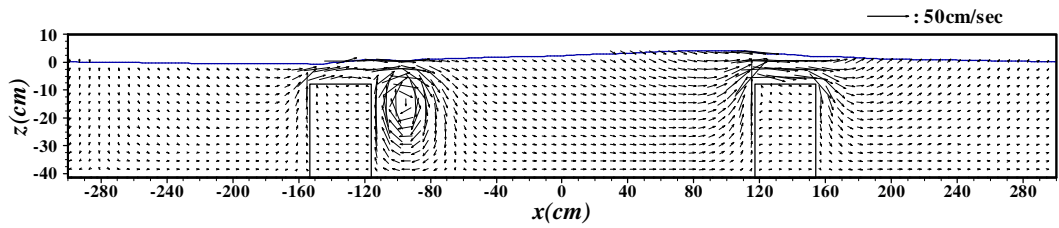
(c) $t(g/h)^{1/2}=52.22$



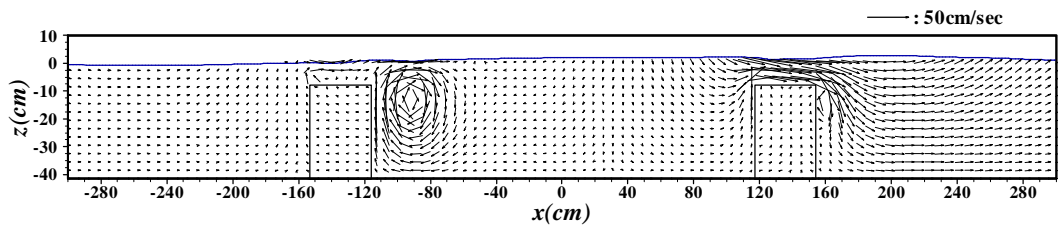
(d) $t(g/h)^{1/2}=54.69$



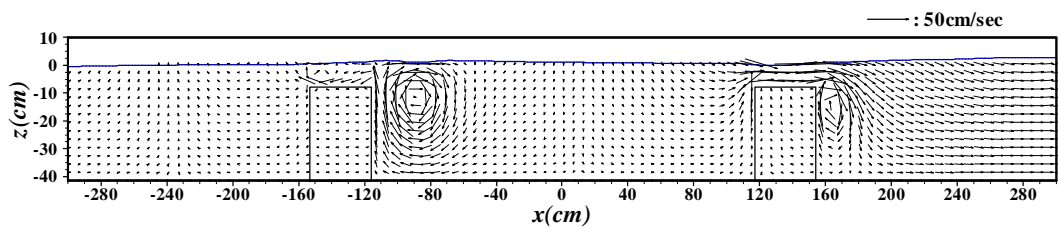
(e) $t(g/h)^{1/2}=57.17$



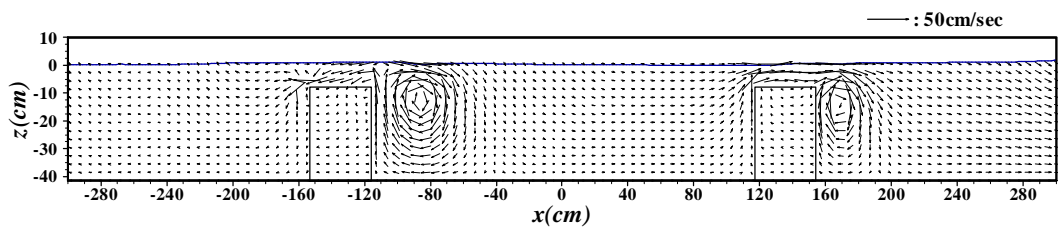
$$(f) t(g/h)^{1/2}=59.64$$



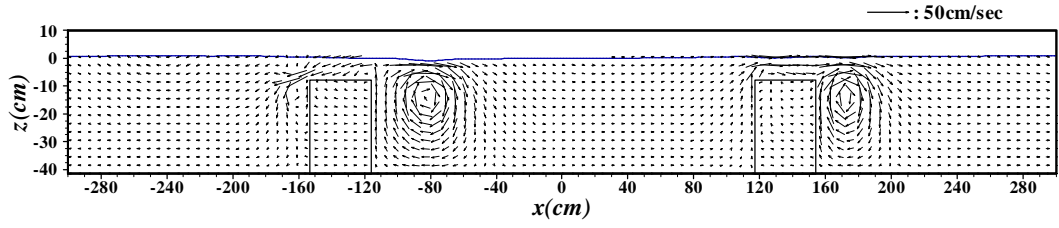
$$(g) t(g/h)^{1/2}=62.12$$



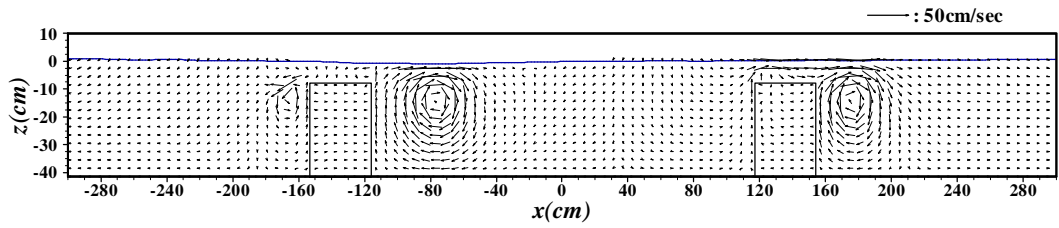
$$(h) t(g/h)^{1/2}=64.59$$



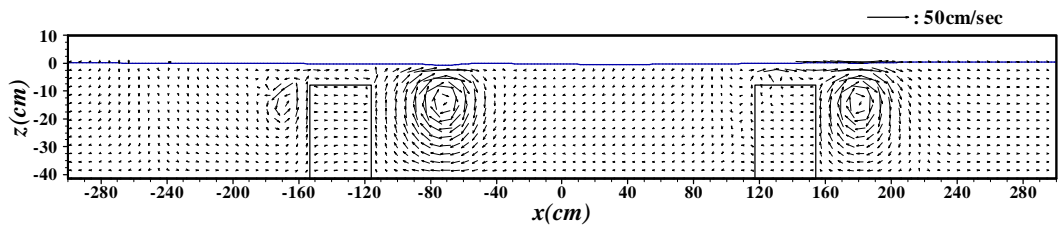
$$(i) t(g/h)^{1/2}=67.07$$



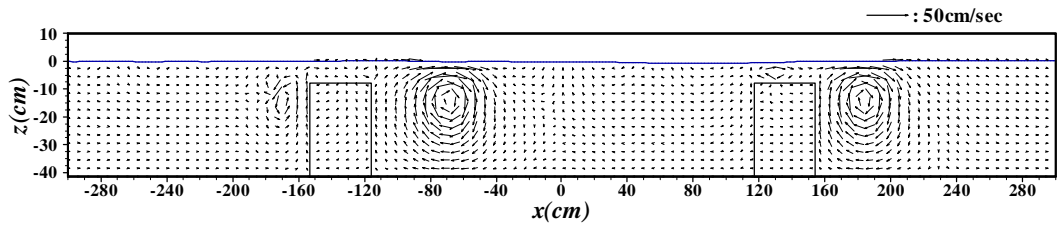
(j) $t(g/h)^{1/2}=69.54$



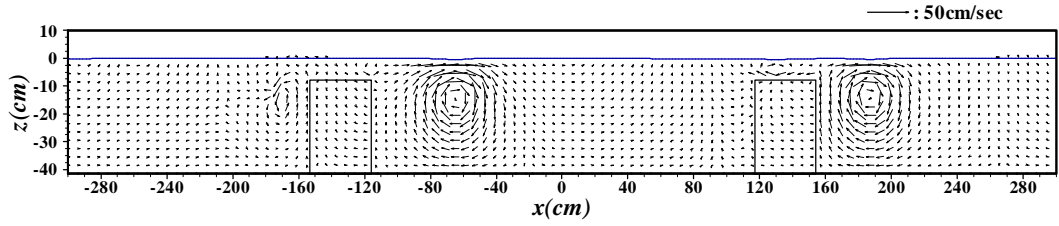
(k) $t(g/h)^{1/2}=72.02$



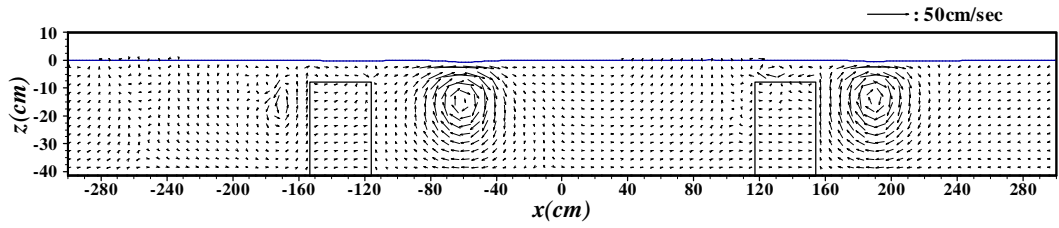
(l) $t(g/h)^{1/2}=74.49$



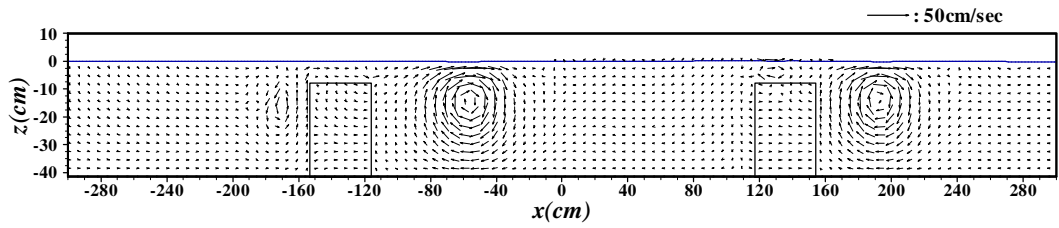
(m) $t(g/h)^{1/2}=76.97$



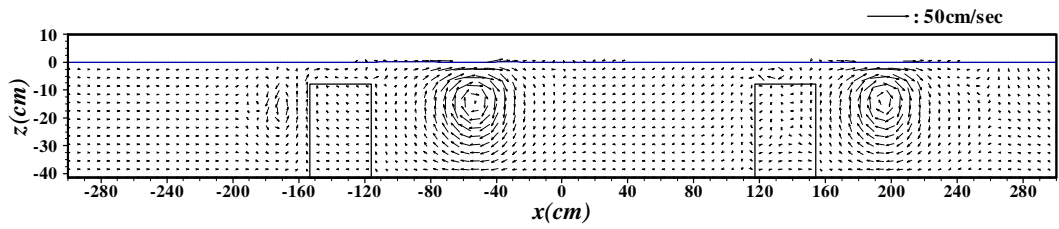
(n) $t(g/h)^{1/2}=79.44$



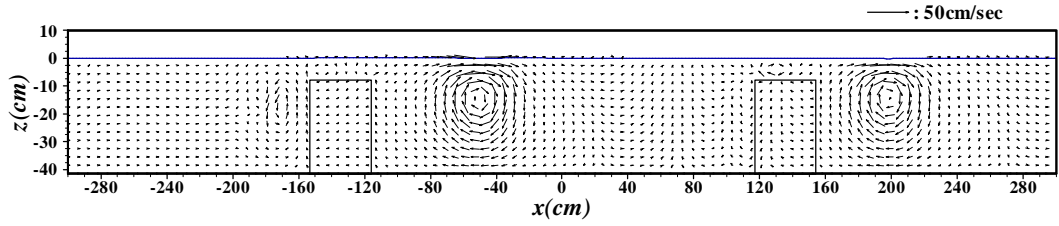
(o) $t(g/h)^{1/2}=81.92$



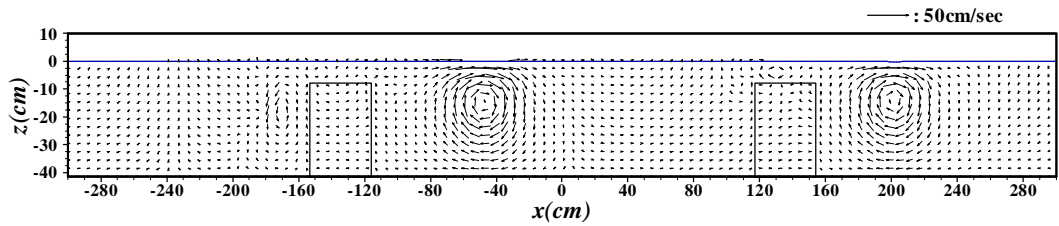
(p) $t(g/h)^{1/2}=84.39$



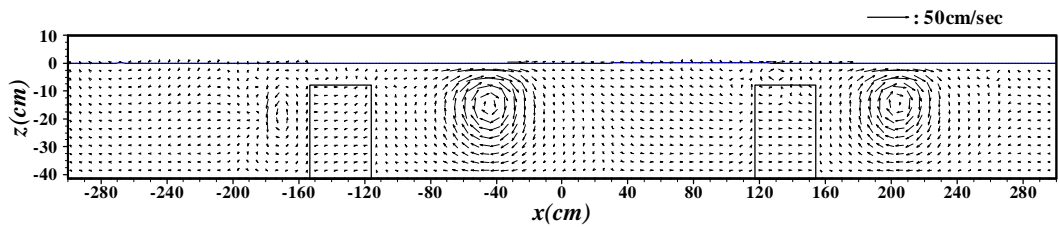
(q) $t(g/h)^{1/2}=86.87$



$$(r) \ t(g/h)^{1/2}=89.34$$



$$(s) \ t(g/h)^{1/2}=91.82$$



$$(t) \ t(g/h)^{1/2}=94.29$$

Fig. 4.30 Surface elevations and velocity fields at different times as a solitary wave of $H_i/h=0.1$ passing over a submerged breakwater with $h_o/h=0.825$ and $l/L_{eff}=0.5$

5. 결 론

본 연구에서는 수치적으로 고립파(지진해일)를 조파할 수 있는 조파방법을 제안하고, 조파방법에 대한 타당성을 검토하기 위하여 이론치와 비교하였다. 그리고, 수중방파제에 의한 고립파의 파랑변형에 대하여 본 연구의 계산결과와 기존의 연구결과와의 비교·검토를 수행하고, 이로부터 본 연구의 타당성을 논의하였다. 이를 바탕으로 주변해역의 자연 경관을 그대로 살릴 수 있을 뿐만 아니라, 유수역을 통한 해수교환이 우수하고, 환경면에서도 뛰어난 구조물로 알려져 있는 수중방파제를 대상으로 일열의 수중방파제가 제어하기 어려운 고립파(지진해일)를 보다 효과적으로 그리고 보다 경제적으로 제어할 수 있도록 이열수중방파제를 상정하여 그의 유용성을 확인하였다. 또한, 본 연구는 고립파와 수중방파제의 상호간섭에 따른 파랑의 전달과 파랑에너지의 소산메커니즘을 수중방파제의 단면특성 및 배치간격과 관련하여 검토하였다.

이상으로부터 도출된 중요한 사항을 아래에 기술하여 본 논문의 결론으로 한다.

5.1 수치해석기법의 검증

본 연구에서 제안하는 조파소스에 의한 조파방법으로 조파된 고립파는 이론치를 매우 잘 재현하였으며, 수중방파제와의 상호간섭에 따른 고립파의 파랑변형에 대해서도 기존의 연구결과와 비교·검토한 결과에 의하면 본 연구의 계산결과는 거의 동일한 정도의 결과를 나타내었다. 따라서, 고립파와 수중방파제와의 상호간섭을 해석하기 위한 본 연구의 타당성이 인정된다.

5.2 고립파와 일열수중방파제의 상호간섭

수중방파제의 천단상에서는 입사파가 수심변동으로 인하여 비선형성분의 파랑으로

발달하고, 수중방파제를 통과한 후에는 입사파의 파형과 거의 동일한 형상으로 복원된 후에 파랑의 분열현상이 동반되었다. 특히, 수중방파제의 배후역에서 파랑의 분열현상은 시간이 진행함에 따라 서서히 감소하였으며, 이러한 원인은 수중방파제의 배후역에 발생하는 와의 크기와 밀접한 관계가 있는 것으로 판단된다. 그리고, 수중방파제 전면에서는 입사파랑과 수중방파제에 의해 해측으로 반사되어 진행되는 반사파가 명확히 구분되어 나타나며, 해측으로 진행되는 반사파의 경우에 수위의 최소치는 수중방파제의 천단폭이 가장 짧은 경우에 관찰되었다. 수위가 최저로 하강하는 지점은 육측의 수중방파제 천단 근방이며, 수중방파제의 천단폭이 가장 짧은 경우에 명확히 나타났다. 한편, 수중방파제의 배후역에서는 천단폭이 가장 넓은 경우에 수위가 가장 크게 주어지지만 파랑이 진행하면서 수위의 감소가 가장 두드러지며, 일정거리 이상에서는 천단폭이 가장 짧은 경우와 거의 동일한 값을 나타내므로 수중방파제의 천단폭이 넓을수록 배후해역에서는 복잡한 흐름이 발생하는 것으로 판단된다. 전체적으로 본 연구의 범위내에서는 수중방파제 천단폭의 증가에 따른 수중방파제의 배후역에서 기대하는 수위감소는 크게 관찰되지 않았으며, 파랑의 반사율과 전달을 역시 천단폭의 변화에 큰 차이를 보이지 않았다. 그러나, 천단폭이 넓어질수록 수중방파제 배후역에서는 파랑의 전달은 지연되는 것을 알 수 있었다. 수중방파제의 주변에서 유체입자의 속도장을 살펴본 결과에 의하면 천단폭의 변화에 따른 파랑의 분열현상의 차이는 수중방파제의 천단상을 진행하는 비선형파랑과 천단상의 빠른 유체입자의 속도벡터가 배후역에 미치는 영향이 상이하기 때문으로 판단된다. 그리고, 수중방파제의 배후역에는 시계방향의 와가 발생하며, 특히 수중방파제의 배후역에 발생하는 와는 시간이 증가하면서 육측으로 서서히 이동하고, 규모는 해저면에까지 확장되어 나타났다. 그리고, 입사파가 수중방파제를 완전히 통과한 후에도 수중방파제의 배후역에는 여전히 큰 규모로 발달한 와가 존재하는 것을 알 수 있었다.

5.3 고립파와 이열수중방파제의 상호간섭

수중방파제의 배치간격이 좁은 경우 일열수중방파제의 경우와 거의 동일한 경향의 수위분포가 관찰되었다. 반면, 수중방파제의 배치간격이 넓은 경우는 육측 수중방파제의 영향으로 해측에서는 파랑의 반사가 연속해서 나타나고, 배치간격이 넓어질수록 첫번째

반사파와 두번째 반사파 사이의 거리는 멀어지는 것을 알 수 있었다. 그리고, 첫번째 반사파의 경우 구조물의 배치간격에 관계없이 거의 동일한 형태로 나타나지만, 두번째로 반사되는 파의 경우는 수중방파제의 배치간격이 넓을수록 수면형의 시간변동에 비선형성이 크게 나타났다. 그리고, 수중방파제의 배치간격내에서는 육측으로 주어지는 유속이 구조물에 의해 크게 영향을 받고, 수중방파제의 배후에서는 파랑의 전파시간이 상당히 지연되는 것을 알 수 있었다. 이열수중방파제의 주변에서 최대수위의 공간분포를 살펴본 결과에 따르면 수중방파제의 배치간격이 넓어질수록 수중방파제의 주변에서 최대수위변화에 미치는 수중방파제간의 간섭현상은 감소되는 것을 확인할 수 있었고, 수중방파제의 배치간격이 넓을수록 입사파의 수위감소는 계단형식으로 주어지는 것을 관찰할 수 있었다. 그리고, 일열수중방파제에 비해 보다 적은 소용재료량을 갖는 이열수중방파제가 수중방파제의 배후역에서 수위의 감소에 보다 탁월한 효과를 나타내었다. 또한, 이열수중방파제는 입사파의 반사율과 전달율의 경우에 대해 일열수중방파제보다 보다 적은 소요재료량으로 구성됨에도 불구하고 수중방파제의 천단고를 적절히 조절함으로써 기대하는 파랑제어효과를 충분히 기대할 수 있으며, $h_o/h=0.925$ (h_o 는 수중방파제의 높이, h 는 수심)인 경우 수중방파제의 배치간격 l/L_{eff} (l 은 수중방파제의 이격거리, L_{eff} 는 입사된 고립파의 유효거리) 0.4 이상의 범위에서는 일열수중방파제에 보다 반사율 K_r 이 약 47% 증가하고 전달율 K_t 는 약 18% 감소하는 결과를 나타내었다. 이열수중방파제의 주변파동장에서 유체입자속도장을 살펴본 결과에 의하면 수중방파제의 배치간격이 $l/L_{eff}=0.1$ 인 경우 입사파는 수중방파제의 배치간격에 큰 영향을 받지 않고 일열수중방파제의 경우와 거의 동일한 형태로 파랑이 진행하는 반면, 수중방파제의 배치간격이 넓어질수록 입사파는 배치간격의 영향을 크게 받고 파랑의 진행에 비선형성이 크게 나타나는 것을 확인할 수 있었다. 수중방파제의 배치간격 사이와 육측의 수중방파제 배후역에서는 시계방향으로 주어지는 와가 발생하고, 배치간격내에서의 와는 수중방파제 배후역에서의 와에 비해 보다 빨리 육측으로 이동된다. 그리고, 육측의 수중방파제의 천단상에는 와의 영향으로 해측으로 주어지는 흐름이 관찰된다. 전체적으로 본 연구에서 검토하는 이열수중방파제는 와의 발생과 복잡한 흐름으로 인하여 일열수중방파제보다 탁월한 파랑제어기능을 가진다.